



Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers.

Xunqi Wu

► To cite this version:

Xunqi Wu. Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers.. Autre. Supélec, 2012. Français. NNT : 2012SUPL0001 . tel-00817846

HAL Id: tel-00817846

<https://theses.hal.science/tel-00817846>

Submitted on 25 Apr 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N° d'ordre : 2012-01-TH

THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

Ecole Doctorale « Énergie, Mécanique et Matériaux »

Présentée par :

Xunqi WU

Sujet :

Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers

Soutenue le 11 Janvier 2012 devant les membres du jury :

Mme Véronique BARDINAL DELAGNES	LAAS CNRS, Toulouse	Examineur
M. Aurélien BERGONZO	Draka Communications, Marcoussis	Examineur
M. Christian BOISROBERT	Université de Nantes	Rapporteur
M. Guang-hua DUAN	III-V Lab, Palaiseau	Examineur
M. Frédéric GENTY	Supélec, Metz	Président
M. Joël JACQUET	Supélec, Metz	Directeur de thèse
M. Ammar SHARAIHA	Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest	Rapporteur
M. Jean Paul SALVESTRINI	Université de Metz	Examineur



Remerciements

Cette thèse, réalisée en collaboration avec le laboratoire Alcatel-Thalès III-V, s'est déroulée à l'Ecole Supérieure d'Electricité (Supélec, Campus de Metz) et au LMOPS (Laboratoire Matériaux Optiques Photoniques et Systèmes) comme laboratoire d'accueil. Je suis reconnaissant que la thèse fût financée par une bourse de l'Egide pendant 3 ans.

Je remercie vivement tout d'abord mon directeur Monsieur Joël JACQUET, le professeur et délégué à la recherche et aux relations industrielles, qui m'a aidé, encouragé et soutenu constamment tout au long de la thèse sous ses directions et inspirations. Je remercie beaucoup aussi Monsieur Guanghua DUAN, le chercheur au laboratoire Alcatel-Thalès III-V, de ses aides et des discussions consciencieuses pour avancer les projets.

Je sais gré à Monsieur le professeur de Supélec Yves HOUZELLE, Monsieur le technicien de Supélec Sébastien VAN LUCHENE et Monsieur le tourneur d'atelier de Supélec Mario Fernandes, de leurs aides dans les manipulations expérimentales, les achats de dispositifs optiques et photoniques, et les fabrications des pièces de montage, respectivement, ainsi que pour de nombreuses et avantageuses conversations et discussions.

Je remercie sincèrement Monsieur Ammar SHARAIHA et Monsieur Christian BOISROBERT, qui ont fait les rapports sur cette thèse. Je suis très honoré et reconnaissant à Madame Véronique BARDINAL DELAGNES, Monsieur Aurélien BERGONZO, Monsieur Jean Paul SALVESTRINI et Monsieur Frédéric GENTY, qui ont participé au jury de soutenance de cette thèse.

Un merci attentif et particulier à mes parents éloignés en Chine, qui m'ont accompagné et supporté mentalement et spirituellement durant mes études en France.

Remerciements

Résumé

L'objectif de cette thèse vise à l'étude d'un laser à cavité étendue et/ou filtre optique, dont le miroir externe est un réseau de Bragg à pas variable linéairement. En ce qui concerne le milieu à gain dans le résonateur, l'amplificateur optique à semi-conducteur (SOA, Semiconductor Optical Amplifier) peut offrir toutes les caractéristiques et avantages classiques et typiques tels que large bande passante spectrale de 50 nm, faible consommation, haute rapidité de commutation électro-optique etc.... Par conséquent, ce type de laser et/ou filtre optique offre de nombreuses applications intéressantes dans le domaine des télécommunications optiques.

Dans cette recherche, les premiers travaux sont la conception de la cavité continuum passive à l'aide d'un réseau de Bragg à pas variable. A l'intérieur de cette cavité continuum, formée entre un miroir et un réseau de Bragg chirpé, toutes les longueurs d'onde de Bragg oscillent simultanément ; la phase après un aller-retour de chaque longueur d'onde doit rester constante. La largeur de bande passante du spectre de transmission peut être ajustée dans la bande C (entre 1525 nm et 1565 nm) pour répondre aux besoins des systèmes de multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength-Division Multiplexing). On appliquera dans un premier temps ce concept de cavité continuum à la conception et la réalisation d'un filtre optique à bande passante variable. Puis dans un deuxième temps on rajoute un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) dans cette cavité pour réaliser un laser dit continuum. On s'attend à une émission sur un large spectre défini par la bande de réflexion du réseau chirpé. Le contrôle et la compréhension des phénomènes liés à cette émission lumineuse feront l'objet de cette étude. La cavité laser dite continuum sera étudiée en régime d'injection optique. L'idée est d'utiliser cette source comme amplificateur résonant fonctionnant en régime d'injection locking.

La contribution dans cette thèse couvre à la fois la modélisation numérique, et les manipulations expérimentales. La conception du filtre ainsi que des mesures expérimentales de validation ont été complètement réalisées sur une structure hybride constituée d'une cavité à fibre optique incluant les réseaux de Bragg. Un bon accord entre

Résumé

théorie et expérience a été obtenu. Par contre, les calculs ont montré qu'un filtre optique intégré sur semi-conducteur utilisant ce concept de cavité n'avait pas d'intérêt. Les propriétés spectrales du filtre réalisé montrent en effet qu'on ne pourra obtenir qu'un faible taux de réjection et une qualité médiocre de forme de filtre en version intégrée. La réalisation expérimentale d'une cavité laser continuum a pu être démontrée et les propriétés spectrales enregistrées. En particulier une émission laser avec une largeur de spectre de 10 nm a été observée. Même si il reste un grand travail de caractérisation et de modélisation pour comprendre totalement les mécanismes qui gouvernent le fonctionnement d'une telle structure, c'est un résultat totalement nouveau que l'on a obtenu ici. Cette structure a par ailleurs été testée en régime d'injection optique. Un fonctionnement d'injection locking est obtenu qui permet à cette structure de jouer le rôle d'amplificateur à faible bruit.

Liste des figures

Figure 1 : Structure d'une fibre à réseau de Bragg uniforme, avec le profil de l'indice de réfraction et les réponses spectrales.

Figure 2 : Schéma et transmission d'un filtre de Type Fabry-Pérot avec deux miroirs discrets R_M .

Figure 3 : Schéma et transmission d'un filtre de Type continuum incluant un miroir discret R_M et un miroir distribué à réseau de Bragg à pas variable R_B .

Figure 4 : Les deux types de cavité étudiés dans cette thèse : cavité intégrée et cavité hybride.

Figure 1.1 : Les conditions initiales et le calcul des réponses du réseau par rapport au champ d'entrée.

Figure 1.2 : Principe de la méthode de matrice (a) fibre à réseau de Bragg uniforme (b) fibre à réseau de Bragg non-uniforme.

Figure 1.3 : (a) Les couches fines en indiquant l'indice de réfraction et la réflectivité d'interface pure (b) la pile se transforme avec une réflectivité complexe ρ_2 sur l'interface du substrat remplaçant la couche n_2 .

Figure 1.4 : (a) La pile diélectrique de multicouches en indiquant la période différente (b) matrice se représentant une période dans le réseau de Bragg.

Figure 1.5 : Simulation de la fibre à réseau de Bragg uniforme (a) par méthode de Runge-Kutta (b) par méthode des équations de couplage.

Figure 1.6 : Simulation de la fibre à réseau de Bragg uniforme (a) par méthode de Rouard (b) par méthode de matrice de transfert.

Figure 2.1 : Fibre à réseau de Bragg à pas variable linéairement.

Figure 2.2 : Schéma présentant la largeur de chaque période Λ_j à la position différente le long de la z-direction.

Liste des figures

Figure 2.3 : Présentation schématique du filtre de la cavité continuum.

Figure 2.4 : Chirp du réseau de Bragg chirpé en fonction de la longueur de la cavité.

Figure 2.5 : Réflectivité du réseau chirpé, $C = 10 \text{ nm/cm}$.

Figure 2.6 : Présentation schématique de la cavité résonante Fabry-Pérot.

Figure 2.7 : Retard du temps en fonction de la longueur d'onde, $C = 100 \text{ nm/cm}$, $L = 0.3 \text{ cm}$.

Figure 2.8 : Profils des fonctions d'apodisation différentes.

Figure 2.9 : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde, $C = 100 \text{ nm/cm}$, $L = 0.3 \text{ cm}$. Sans apodisation (bleu). En apodisation du Gauss super (vert).

Figure 2.10 : Fibre à réseau de Bragg chirpé (a) R_B en fonction de κ , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $L = 1 \text{ cm}$; (b) R_B en fonction de C , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $L = 1 \text{ cm}$; (c) R_B en fonction de L , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $\kappa = 10 \text{ cm}^{-1}$.

Figure 2.11 : Bragg chirpé sur InP (a) R_B en fonction de κ , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $N = 400$; (b) R_B en fonction de C , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $N = 400$ (c) R_B en fonction de N , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $\kappa = 500 \text{ cm}^{-1}$.

Figure 2.12 : Réflectivité du réseau R_B en fonction du nombre de période N ainsi que les spectres au moment différent du nombre de période.

Figure 2.13 : Transmission du filtre de la cavité continuum en fonction de la longueur d'onde. $C = 100 \text{ nm/cm}$, $L = 0.5 \text{ cm}$, en apodisation Super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$.

Figure 2.14 : Phase effective en fonction de la longueur d'onde. $C = 100 \text{ nm/cm}$, $L = 0.5 \text{ cm}$, en apodisation Super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$.

Figure 2.15 : (a) Réjection optique maximum en fonction de la transmission de miroir lorsque les coefficients de réflexion de la cavité sont symétriques. (b) Réjection optique en fonction du coefficient de couplage du réseau. $C = 40 \text{ nm/cm}$, $L = 1 \text{ cm}$, en apodisation Super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$.

Figure 2.16 : La réflectivité du réseau est constante, celle du miroir est variable. (a) réjection optique du filtre en fonction de la transmission du miroir (b) transmission du filtre en fonction de la transmission du miroir (c) les spectres correspondant aux points indiqués dans (a) et (b).

Figure 2.17 : $T_M = 0.1$, $L = 1 \text{ cm}$. Le réseau est apodisé par la fonction super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$. R_B , T_F , τ_F et $\Delta\lambda_F$ en fonction du chirp C , respectivement.

Liste des figures

Figure 2.18 : $T_M = 0.1$, $L = 1\text{cm}$. Le réseau est apodisé par la fonction super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$. R_B , T_F , τ_F et $\Delta\lambda_F$ en fonction du coefficient de couplage κ , respectivement.

Figure 2.19 : $T_M = 0.1$, $\kappa = 19\text{cm}^{-1}$. Le réseau est apodisé par la fonction super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$. R_B , T_F , τ_F et $\Delta\lambda_F$ en fonction de la longueur du réseau L , respectivement.

Figure 2.20 : Au cas de la réflectivité symétrique et de la condition d'oscillation continuum, κ en fonction de C pour (a) la cavité externe formée par la fibre à réseau de Bragg et (b) la cavité intégrée et lithographiée sur InP.

Figure 2.21 : $T_M = 0.01$, $\kappa = 37\text{cm}^{-1}$, $C = 40\text{nm/cm}$, $L = 1\text{cm}$, et en apodisation Super Gaussienne avec $m = 4$. (a) Transmission de filtre et (b) Largeur de la bande passante de filtre en fonction du coefficient de couplage avec α différent, respectivement.

Figure 2.22 : (a) $\Delta\lambda_F$ en fonction de α (b) T_F en fonction de la longueur d'onde avec α différent, lorsque $T_M = 0.01$, $\kappa = 23\text{cm}^{-1}$, $C = 15\text{nm/cm}$, $L = 2\text{cm}$, $n_{\text{eff}} = 1.4608$ en plus de l'apodisation Super Gaussienne dans laquelle $m = 4$.

Figure 2.23 : (a) $\Delta\lambda_F$ en fonction de α (b) T_F en fonction de la longueur d'onde avec α différent, lorsque $T_M = 0.01$, $\kappa = 1000\text{cm}^{-1}$, $C = 0.8\text{nm}/\mu\text{m}$, $N = 400$, $n_{\text{eff}} = 3.237$ en plus de l'apodisation Super Gaussienne dans laquelle $m = 4$.

Figure 2.24 : (a) R_B en fonction de λ (b) $\Delta\lambda_F$ en fonction de α , (c) T_F en fonction de α , lorsque $T_M = 0.01$, $\kappa = 1000\text{cm}^{-1}$, $C = 0.8\text{nm}/\mu\text{m}$, $N = 280$, $n_{\text{eff}} = 3.237$ en plus de l'apodisation Super Gaussienne dans laquelle $m = 4$.

Figure 2.25 : (a) 1001 points échantillonnés sans apodisation (b) 2001 points échantillonnés sans apodisation (c) 1001 points échantillonnés en apodisation (d) 2001 points échantillonnés en apodisation. $C = 100\text{nm/cm}$, $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$.

Figure 2.26 : Schématique au cas d'une erreur sur la longueur de la cavité continuum.

Figure 2.27 : Schématique de filtrage par 2 CBGs.

Figure 2.28 : Spectre de transmission avec 2 fois d'alternance de structure. (a) sans isolateur (b) avec isolateur.

Figure 3.1 : Montage pour mesure le déplacement du pic de réflexion avec la variation de la température.

Figure 3.2 : (a) Courbe bleu plotée selon l'équation (III.1) et points rouges mesurés par OSA (b) Spectres de réflexion mesurés par OSA à la température différente.

Figure 3.3 : Montage pour mesure la transmission sortant de la cavité continuum dont la longueur est contrôlée par varier la température d'ambiance dans un four.

Liste des figures

Figure 3.4 : (a) Tolérance de la variation de la longueur en fonction du chirp (b) Tolérance de la variation de la longueur en fonction de la variation de la température.

Figure 3.5 : Montage pour mesure la transmission sortant de la cavité.

Figure 3.6 : Transmission de la cavité mesurée (a) $L_C = 171.7\text{cm}$ (b) $L_C = 165.7\text{cm}$ (c) $L_C = 159.7\text{cm}$ (d) $L_C = 153.06\text{cm}$.

Figure 3.7 : Montage pour mesure la transmission sortant de la cavité formée par deux LCFBGs.

Figure 3.8 : Transmission de la cavité formée par deux LCFBGs lorsque $L_C \approx 350\text{cm}$ (a) Résultat de manipulation (b) Résultat de simulation avec 2001 points échantillonnés.

Figure 3.9 : (a) ISL simulée par TMM (b) Dans l'intervalle résolue de 65pm , il y a 260 pics, l'OSA prend une valeur moyenne dans cette zone de résolution.

Figure 3.10 : Superposition des transmissions simulées au cas réel (2001 points échantillonnés) et de résolution de l'OSA (points rouges).

Figure 3.11 : Comparaison des résultats entre simulation et manipulation expérimentale au cas de la cavité formée entre deux LCFBGs (a) Résultat de simulation avec 101101 points échantillonnés (b) Résultat mesuré par l'OSA (c) Résultat simulé selon la résolution de l'OSA.

Figure 3.12 : Comparaison des résultats entre simulation et manipulation expérimentale au cas de la cavité continuum formée entre un miroir faible et un LCFBG (a) Résultat de simulation au cas idéal (b) Résultat de simulation au cas réel avec 101101 points échantillonnés (c) Résultat mesuré par l'OSA (d) Résultat simulé selon la résolution de l'OSA.

Figure 3.13 : Profil de cellule.

Figure 3.14 : (a) Cellule de base (b) Détails des cellules.

Figure 3.15 : Montage pour mesurer la réflexion du réseau.

Figure 3.16 : Réflectivité simulée d'un réseau gravé sur InP lorsque $L = 24.31\mu\text{m}$, $N = 100$, $n_{eff} = 3.237$ et $\kappa = 678.6\text{cm}^{-1}$.

Figure 4.1 : Montage pour mesurer le gain de SOA.

Figure 4.2 : Gain du SOA lorsque $I_{SOA} = 80\text{mA}$, $P_{in} = 0\text{dBm}$ et $Temp_{SOA} = 20.5^\circ\text{C}$.

Figure 4.3 : Montage expérimental montrant la cavité du laser formée par un SOA et deux réseaux de Bragg chirpés à fibre, et la condition d'oscillation dans la cavité, $C = 100\text{nm/cm}$, $R_B = 50\%$ et $L_{lf} + L_a + L_{rg} = 31\text{cm}$.

Liste des figures

Figure 4.4 : Puissance d'émission en fonction du courant de SOA lorsque la température de travail du SOA $Temp_{SOA} = 20^{\circ}C$, et les spectres d'émission à 4 courants différents.

Figure 4.5 : Puissance d'émission en fonction du courant de SOA lorsque la température de travail du SOA $Temp_{SOA} = 30^{\circ}C$, et les spectres d'émission à 4 courants différents.

Figure 4.6 : Comparaison parmi le gain total de la cavité, le gain du SOA unique et la réflectivité des réseaux de Bragg, lorsque $I_{SOA} = 150mA$, $Temp_{SOA} = 20^{\circ}C$.

Figure 4.7 : Montage expérimental du laser en blocage d'injection optique. TL : laser accordable ; PC : contrôleur de polarisation.

Figure 4.8 : Spectre émis du laser lorsque le courant du SOA est de 75mA et la température de travail du SOA est de $20^{\circ}C$.

Figure 4.9 : Les réponses spectrales quand un petit pulse optique λ_{TL} émis par le laser accordable est injecté dans la cavité (a) $\lambda_{TL} = 1564.75$ (b) $\lambda_{TL} = 1566.25$ (c) $\lambda_{TL} = 1567.75$ (d) $\lambda_{TL} = 1569.25$ (e) $\lambda_{TL} = 1570.75$ (f) $\lambda_{TL} = 1572.25$ (g) $\lambda_{TL} = 1573.75$ (h) $\lambda_{TL} = 1575.25$ lorsque $I_{SOA} = 75mA$, $Temp_{SOA} = 20^{\circ}C$ et $P_{TL} = -5dBm$.

Figure 4.10 : Les réponses spectrales quand un petit pulse optique λ_{TL} émis par le laser accordable est injecté dans la cavité (a) $\lambda_{TL} = 1564.75$ (b) $\lambda_{TL} = 1566.25$ (c) $\lambda_{TL} = 1569.25$ (d) $\lambda_{TL} = 1570.75$ (e) $\lambda_{TL} = 1572.25$ (f) $\lambda_{TL} = 1573.75$ lorsque $I_{SOA} = 75mA$, $Temp_{SOA} = 20^{\circ}C$ et $P_{TL} = 0dBm$.

Figure 4.11 : Spectre émis du laser lorsque le courant du SOA est de 75mA et les spectres sortis superposés à cause du verrouillage du mode optique lorsque la puissance du laser maître injecté est $P_{TL} = -5dBm$.

Figure 4.12 : (a) Disposition de cellule (b) Profile de puce (c) Photo prise à l'aide d'un microscope (d) Réseaux apodisés.

Figure 4.13 : Spectre: chip 62598, cellule F3, puce 4, réseau apodisé, $C = 1nm/\mu m$, $L_{cavité} = 0.5mm$ $Temp = 25^{\circ}C$ (a) Montage pour mesurer la courbe P-I et le spectre en utilisant un OSA. (b) La courbe P-I et les spectres correspondants au courant différent.

Figure 4.14 : Spectre: chip 62598, cellule F3, puce 4, réseau apodisé, $C = 1nm/\mu m$, $L_{cavité} = 0.5mm$ $Temp = 25^{\circ}C$ (a) P-I du laser dont le réseau (miroir de Bragg) de la cavité est non-apodisé et apodisé, respectivement (b) Les spectres du laser quand le réseau est apodisé (en haut) et apodisé (en bas) $I_{laser} = 100mA$, $Temp = 25^{\circ}C$ (c) Simulation de la réflectivité des miroirs de Bragg chirpés.

Figure 4.15 : Montage pour mesurer le laser monomode de la cavité intégrée en mode verrouillé par injection optique.

Liste des figures

Figure 4.16 : (a) SMSR en fonction de puissance injectée (b) Spectres du laser en mode verrouillé lorsque la longueur d'onde injectée: $\lambda_{inject} = 1563.725nm$, $I_{laser} = 50mA$, $Temp = 25^{\circ}C$. $ISL = 0.565nm$.

Figure 4.17 : (a) Réalisation du verrouillage de mode, $P_{inject} = 0dBm$, $I_{laser} = 50mA$, $Temp = 25^{\circ}C$, le mode à verrouiller est de $1563.725nm$ (b) Verrouillage du mode ($1562.095nm$) loin du mode central ($1563.725nm$).

Liste des tableaux

Tableau 1 : Filtre optique et laser pour les structures différentes.

Tableau 2 : Critères pour les composants différents à réaliser.

Tableau 3 : Relations entre chirp et longueur de la cavité continuum.

Tableau 4 : Les réseaux de Bragg chirpés à fibre qu'on possède.

Tableau 5 : Indice réfractif considéré sur InP.

Tableau 6 : Coefficient de couplage considéré sur InP.

Tableau 7 : Période minimum pour chaque valeur de chirp.

Tableau 8 : Pics apparaissant sur la large bande (nm).

Tableau 9 : ISLs entre deux pics adjacents (nm).

Tableau 10 : Longueur d'onde injectée dans la cavité (nm).

Liste des tableaux

Notations et abréviations

A : Amplitude de l'onde

c : Célérité de lumière

C : Chirp du réseau

d_r : Dispersion du réseau

\vec{E} : Champ électrique

g : Fonction d'apodisation

i : Unité du nombre imaginaire

k : Constant de propagation dans l'espace libre

L : Longueur du réseau

L_0 : Longueur de la cavité continuum

L_a : Longueur du milieu actif

n_0 : Indice réfractif du cœur de fibre sans perturbation

n_a : Indice réfractif du milieu actif

n_{eff} : Indice de réfraction effectif

N : Nombre de période de réseau de Bragg

P : Nombre du mode longitudinal

r_B : Coefficient de réflexion en amplitude pour le réseau de Bragg

r_M : Coefficient de réflexion en amplitude pour le miroir

Notations et abréviations

R_B	: Coefficient de réflexion en puissance pour le réseau de Bragg
t_B	: Coefficient de transmission en amplitude pour le réseau de Bragg
t_M	: Coefficient de transmission en amplitude pour le miroir
T_B	: Coefficient de transmission en puissance pour le réseau de Bragg
α	: Coefficient de FWHM dans l'apodisation Super Gaussienne
β	: Constant de propagation du mode
δn	: Petite amplitude de la modulation de l'indice le long de la fibre
δn_0	: Valeur moyenne de la modulation de l'indice dans la fibre
δn_{ac}	: Variation de l'indice de réfraction « AC »
δn_{dc}	: Variation de l'indice de réfraction « DC »
$\Delta \varepsilon$: Perturbation de la permittivité
$\Delta \lambda_B$: Bande passante de réflexion du réseau
$\Delta \lambda_F$: Bande passante de transmission de la cavité continuum
θ_r	: Phase venant de la réflectivité complexe de réseau
κ	: Coefficient de couplage
λ_B	: Longueur d'onde de Bragg
Λ	: Période de réseau
$\hat{\sigma}$: Coefficient général de l'auto-couplage
τ	: Temps d'aller-retour dans la cavité
τ_F	: Réjection optique de la cavité continuum
τ_r	: Retard du temps de group
φ	: Phase du réseau

Notations et abréviations

Φ : Phase de propagation d'onde dans un milieu

AR : Anti-réflexivité

CBG : Chirped Bragg Grating (Réseau de Bragg à pas variable)

DWDM : Dense Wavelength-Division Multiplexing (Multiplexage dense en longueur d'onde)

FBG : Fiber Bragg Grating (Fibre à réseau de Bragg)

FP : Fabry-Pérot

FWHM : Full Width at Half Maximum (Largeur à mi-hauteur)

GFF : Gain Flattening Filter (Filtre égaliseur de gain)

GTD : Group Time Delay (Retard du temps de groupe)

ISL : Intervalle Spectral Libre

LCBG : Linearly chirped Bragg Grating (Réseau de Bragg à pas variable linéairement)

LCFBG : Linearly Chirped Fiber Bragg Grating (Fibre à réseau de Bragg chirpé linéairement)

OADM : Optical Add-Drop Multiplexer (Multiplexeur optique d'insertion-extraction)

OSA : Optical Spectral Analyser (Analyseur optique de spectre)

OCT : Optical Coherence Tomography (Tomographie de cohérence optique)

PC : Polarization Controller (Contrôleur de polarisation)

SMSR : Side-Mode Suppression Ratio

SOA : Semiconductor Optical Amplifier (Amplificateur optique de semiconducteur)

TMM : Transfer Matrix Method

TL : Tunable Laser (Laser accordable)

UFBG : Uniform Fiber Bragg Grating (Fibre à réseau de Bragg uniforme)

WL : Wave Locker (Verrouilleur d'onde)

WDM : Wavelength-Division Multiplexing (Multiplexage en longueur d'onde)

Table des matières

Introduction générale	1
 CHAPITRE I	 9
Propriétés des Réseaux de Bragg et	9
Méthodes de Modélisation	9
I.1 Introduction	10
I.1.1 Théorie des modes couplés	11
I.1.2 Technique de programmation	13
I.2 Méthodes de modélisation	14
I.2.1 Méthode de Runge–Kutta	19
I.2.2 Méthode des Matrices	20
I.2.3 Méthode de Rouard	23
I.2.4 Méthode de matrice de transfert	29
I.3 Conclusion	35
 CHAPITRE II	 37
Filtre Optique Passe Bande	37
Employant un Réseau de Bragg à Pas Variable	37
II.1 Réseau de Bragg chirpé	38
II.2 Cavité résonante continuum	43
II.2.1 Conception de la cavité	43
II.2.2 Méthodes de modélisation	49
II.2.3 Simulations numériques et caractéristiques	58
II.3 Filtrage par deux réseaux de Bragg à pas variable	81
II.4 Conclusion	83

Table des matières

CHAPITRE III	85
Mesures Expérimentales	85
III.1 Caractéristique de la température du réseau de Bragg à fibre optique	86
III.2 Cavité continuum formée entre un clivage de fibre et un réseau de Bragg.....	93
III.3 Présentations sur le réseau de Bragg gravé sur InP	101
 CHAPITRE IV	107
Emission du Laser Réalisé par le SOA et les.....	107
Réseaux de Bragg Chirpés	107
IV.1 Introduction	108
IV.2 Laser de la cavité hybride	108
IV.2.1 Gain du SOA	109
IV.2.2 Montage expérimental de la cavité laser hybride	109
IV.2.3 Caractéristiques du laser en cavité hybride.....	112
IV.3 Laser monomode en blocage d'injection optique pour la cavité hybride	117
IV.4 Laser de la cavité intégrée	123
IV.5 Laser monomode en blocage d'injection optique pour la cavité intégrée.....	127
IV.6 Conclusion.....	131
 Conclusion générale	133
 Bibliographies	135
 Publications et communications	141

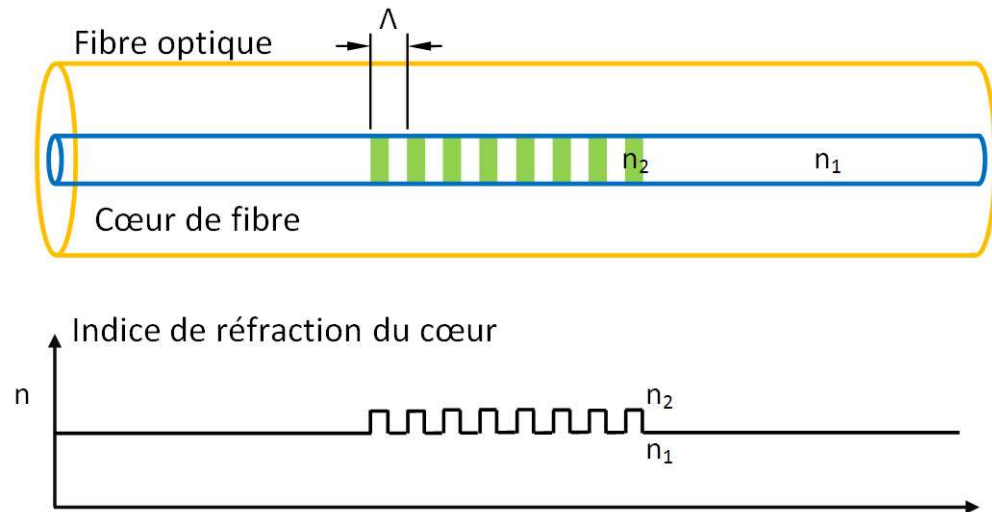
Introduction générale

Le premier réseau de Bragg dans une fibre a été démontré par Ken Hill en 1978 [1]. Au départ, le réseau a été fabriqué en utilisant un laser visible se propageant le long du cœur de la fibre. En 1989, Gerald Meltz et ses collègues ont démontré la technique transversale holographique beaucoup plus flexible où l'illumination du laser est faite du côté de la fibre. Cette technique utilise le pattern d'interférence de la lumière laser ultraviolet [2] pour créer la structure périodique du réseau de Bragg dans le cœur de fibre. Aujourd'hui, c'est la technique du masque de phase [3], qui est utilisée le plus souvent afin de fabriquer la fibre à réseau de Bragg.

Une fibre à réseau de Bragg (FBG, Fiber Bragg Grating) est un type de réflecteur de Bragg distribué le long de la fibre. Le réseau est construit dans un court segment de la fibre optique, qui réfléchit les longueurs d'onde particulières de la lumière et transmet toutes les autres. Ce segment est obtenu en ajoutant une variation périodique ou apériodique de l'indice de réfraction dans le cœur de la fibre, qui génère un miroir diélectrique spécifique. La fibre à réseau de Bragg peut donc être utilisée comme un filtre optique en ligne pour bloquer certaines longueurs d'onde, ou comme un réflecteur en longueur d'onde spécifique. La figure 1 montre la structure de la fibre à réseau de Bragg ainsi que les profils spectraux de l'entrée, de la réflexion et de la transmission, respectivement.

Grâce aux caractéristiques physiques excellentes, la fibre à réseau de Bragg s'emploie dans les deux domaines principaux : senseur et télécommunication. Pour l'application comme senseur, avec la ductilité extraordinaire et la bonne sensibilité au changement de la température, la fibre à réseau de Bragg peut alors être utilisée comme dispositifs de détection directe tels que capteur de pression, de vibration de séisme et de température [4-6].

L'application essentielle de la fibre à réseau de Bragg est dans le domaine des systèmes de télécommunications optiques. Elles sont employées spécifiquement comme



Réponses spectrales

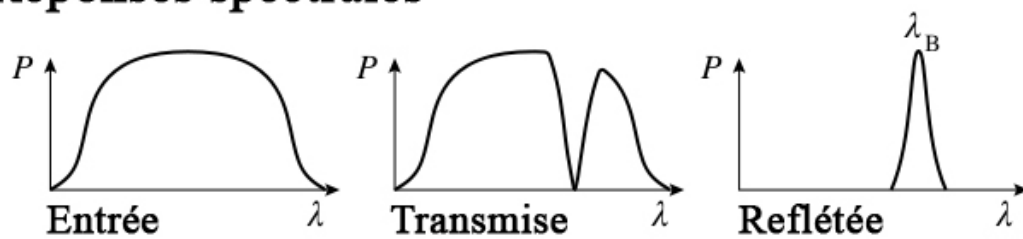


Figure 1 : Structure d'une fibre à réseau de Bragg uniforme, avec le profil d'indice de réfraction et les réponses spectrales.

Introduction générale

filtre coup-bande ou filtre réjecteur de bande, laser à fibre optique, compensateur de dispersion chromatique pour les systèmes de communication à haut débit (40 Gb/s). Elles sont également appliquées dans les multiplexeurs et démultiplexeurs optiques avec un circulateur optique, ou multiplexeur optique d'insertion-extraction (OADM, Optical Add-Drop Multiplexer).

De plus, en utilisant la caractéristique de réflexion pour certaines longueurs d'onde, une cavité résonante peut être formée entre un miroir et un réseau de Bragg à pas variable linéairement (LCBG, Linearly Chirped Bragg Grating). La Figure 2 rappelle la caractéristique en transmission d'un filtre de type Fabry Perot incluant deux miroirs discrets. La caractéristique obtenue est un spectre de pics de transmission ; ces pics correspondent à des fréquences de résonance de la cavité et peuvent être représentées par les fonctions d'Airy. En remplaçant l'un des miroirs discrets par un miroir de Bragg à pas variable et sous certaines conditions que l'on verra dans cette thèse, les pics de résonance peuvent être remplacés par un continuum de longueur d'onde (Figure 3). La transmission du filtre prend alors la forme d'un filtre passe bande dont la bande passante peut être ajustée par les paramètres géométriques du réseau de Bragg.

Dans cette thèse nous étudierons ce type de cavité dans deux cas de réalisation pratique comme montré Figure 4. La cavité intégrée est réalisée de manière monolithique par les techniques de l'optoélectronique sur semi-conducteur. Les dispositifs réalisés présentés dans cette thèse ont été réalisés au 3-5 lab dans le cadre d'un projet ANR PNANO nommé CONTINUUM. La réalisation des réseaux à pas variables pour cette technologie a nécessité la mise au point de procédés complexes mettant en œuvre un masqueur électronique. La cavité hybride est à base de fibre optique dans laquelle un réseau de Bragg a été photo-inscrit. Ce type de dispositif est disponible commercialement et nous avons conçu nous-même et fabriqué ce type de cavité à partir de fibre achetée soit à la société IDIL soit la société Teraxion.

A partir de cette cavité continuum passive qui peut être utilisée comme un filtre, on peut insérer entre les deux miroirs un élément actif qui permet de réaliser une structure laser. Le spectre d'émission d'un tel laser est théoriquement un mode large un peu comme une DEL qui émettrait sur une largeur spectrale de plusieurs nm (Figure 3). L'étude de ce type de laser nouveau fera l'objet de cette thèse principalement dans sa forme hybride.

Dans ce dernier cas, nous utiliserons comme milieu actif un SOA (Semi-Conducteur Optical Amplifier) associé à des miroirs de Bragg externe à fibre. Ces SOA nous ont été fournis par le 3-5 lab. Un SOA est un dispositif optique intéressant et important. Il peut

Introduction générale

travailler souvent comme commutateur optique, convertisseur de longueur d'onde et pré-amplificateur. Il a des inconvénients comme par exemple des pertes de couplage à fibre, une dépendance à la polarisation, un bruit élevé et une sensibilité à la température de l'environnement. Malgré les défauts ci-dessus, on doit exploiter et profiter de ses qualités inhérentes et excellentes telles que structure simple, petite dimension, intégration facile aux autres dispositifs optiques, faible consommation d'énergie, gain élevé (30 dB), large couverture d'amplification de longueur d'onde (de 1300 à 1650 nm), et transmission/amplification bidirectionnelles.

Le Tableau 1 ci-dessous résume les différents types de composants étudiés dans cette thèse. Et le Tableau 2 montre les performances attendues des composants optiques à réaliser par la structure continuum. Ce sont les valeurs définies dans le projet ANR CONTINUUM.

Tableau 1 : Filtre optique et laser pour les structures différentes

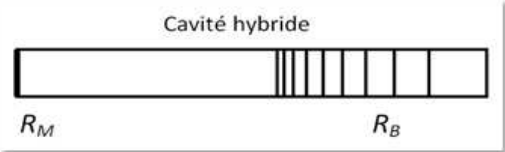
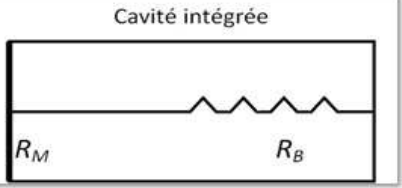

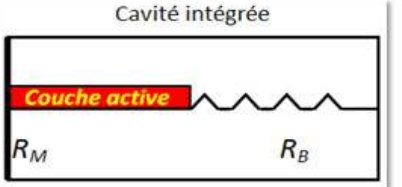
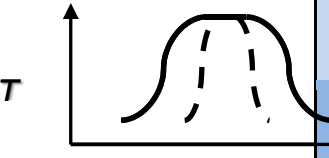
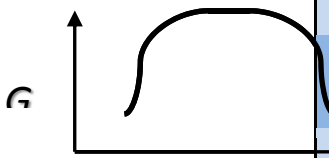
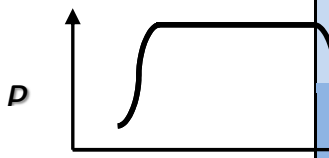
	Structure Hybride	Structure Intégrée
Filtre optique		
Laser		

Tableau 2 : Critères pour les différents composants à réaliser

Filter	Parameters	Success criteria
	Réjection, τ (dB)	$\tau > 30\text{dB}$
	Bandwidth, $BW(\text{nm})$	$5\text{nm} < BW < 50\text{nm}$
Amplifier	Parameters	Success criteria
	Gain, G (dB)	$G > 20\text{dB}$
	Noise factor, Nf (dB)	$Nf < 5\text{dB}$
	Bandwidth, $BW(\text{nm})$	$BW > 50\text{nm}$
Laser	Parameters	Success criteria
	Power, P (mW)	$P > 10\text{mW}$
	Bandwidth, $BW(\text{nm})$	$BW > 75\text{nm}$

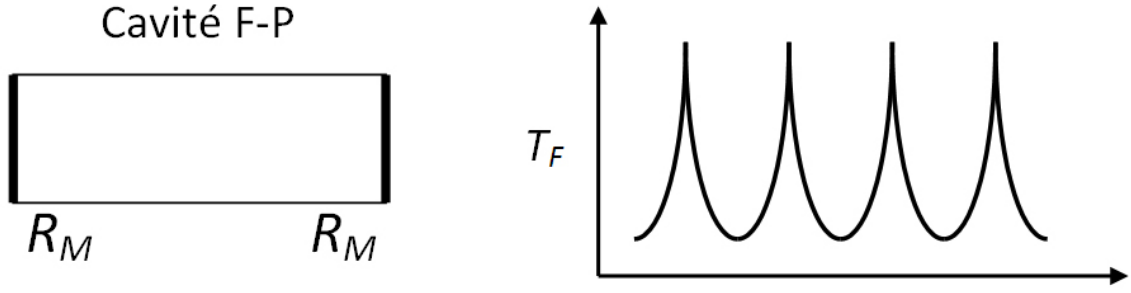


Figure 2 : Schéma et transmission d'un filtre de Type Fabry-Pérot avec deux miroirs discrets R_M .

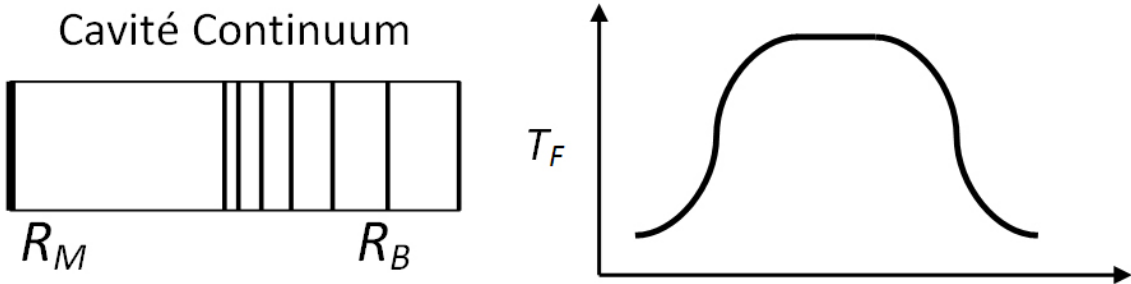


Figure 3 : Schéma et transmission d'un filtre de Type continuum incluant un miroir discret R_M et un miroir distribué à réseau de Bragg à pas variable R_B .

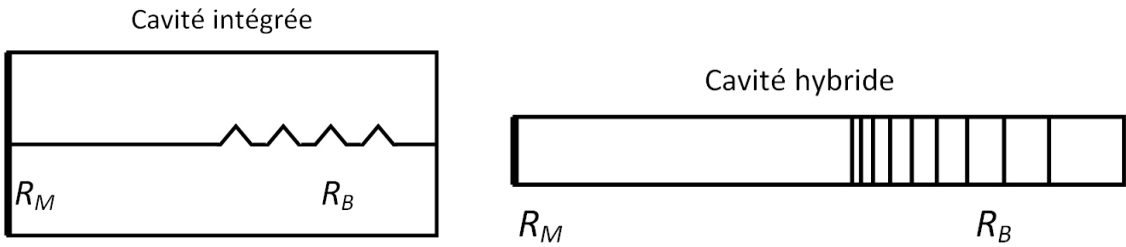


Figure 4 : Les deux types de cavité étudiés dans cette thèse : cavité intégrée et cavité hybride.

Introduction générale

En profitant de l'état de l'art avancé sur la fabrication des SOA, celui-ci peut se combiner avec la fibre à réseau de Bragg chirpé. Des composants optoélectroniques innovants peuvent donc être réalisés. Par exemple, on l'a déjà mentionné, si un SOA est inséré entre deux réseaux de Bragg chirpés, cela devient un laser « continuum ». Si on injecte un signal optique externe (laser maître) dont la longueur d'onde tombe dans la bande d'émission de ce laser « continuum » (laser esclave), on peut espérer provoquer un asservissement du laser maître sur le laser esclave (injection locking). On obtiendrait ainsi une amplification du laser maître quelle que soit sa longueur d'onde comprise dans la bande « continuum ». Un tel amplificateur serait tout à fait original puisqu'il pourrait être très large bande comme un SOA mais sans les inconvénients du SOA : fort facteur de bruit lié à l'émission spontanée amplifiée. On pourrait ainsi démontrer la possibilité de faire un amplificateur optique résonant indépendant de la longueur d'onde sur une large bande spectrale.

Le chapitre I présente précisément la théorie et phénomène physique du réseau de Bragg et des méthodes utilisées plus souvent pour la modélisation numérique.

Le chapitre II est une étude portant sur les approches de la cavité continuum ainsi que les caractéristiques spectrales par simulations numériques. On introduit aussi dans ce chapitre l'utilisation de fonctions d'apodisation qui permettent d'optimiser la réponse spectrale du réseau de Bragg. Et puis, on démontre la réalisation d'un filtre optique en appliquant deux réseaux de Bragg chirpés dont les bandes passantes sont différentes.

Le chapitre III commence tout d'abord par présenter des essais expérimentaux afin de construire la cavité continuum externe par la fibre à réseau de Bragg chirpé linéairement. Les caractéristiques spectrales de ces filtres sont mesurées et comparées à la théorie. Ensuite, on présente la cavité continuum réalisée à partir d'une structure intégrée sur InP et en particulier qui implique un réseau de Bragg à pas variable lithographié sur la puce InP. Le réseau intégré sur InP est fabriqué dans le cadre du projet Continuum par le laboratoire Alcatel Thalès III-V.

Le chapitre IV étudie un laser en cavité continuum. Nous présentons d'abord ses caractéristiques en fonctionnement seul puis en régime d'injection locking par injection d'un laser maître. On teste tout d'abord le SOA, fabriqué par le laboratoire Alcatel Thalès III-V, pour connaître ses caractéristiques physiques. Ce SOA est ensuite inséré dans une cavité formée par deux réseaux chirpés ou entre un miroir et réseau chirpé en vue de générer une cavité active ainsi qu'un laser en blocage d'injection. Une cavité intégrée est aussi servie pour faire de la manipulation sur le laser en monde verrouillé par l'injection optique.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Ce chapitre est consacré aux différentes méthodes de modélisation du réseau de Bragg. On présente successivement les méthodes les plus souvent utilisées dans la littérature. On les compare pour choisir celle qui sera la mieux adaptée à notre étude de cavité Continuum du chapitre II.

I.1 Introduction

En 1978, au Centre de Recherches des Communications Canadien, Ottawa, Ontario, Canada [1], K. O. Hill et al ont d'abord démontré l'existence d'une variation d'indice de réfraction dans une fibre optique de germano-silice en injectant un faisceau de lumière intense dans cette fibre. La technologie de la fibre à réseau de Bragg s'est développée plus rapidement dès que la technologie de lithographie latérale par lumière ultraviolette a été inventée. Depuis cette innovation, beaucoup de recherches ont été faites pour améliorer la qualité et la durabilité de la fibre à réseau de Bragg. Les fibres optiques à réseau de Bragg sont les composants clés des systèmes de communications par fibre optique et des systèmes de capteurs optiques. Les produits commerciaux utilisant la fibre à réseau de Bragg ont été disponibles depuis le début de 1995.

Une fibre à réseau de Bragg est une structure à perturbation périodique de l'indice de réfraction dans un guide d'onde. Une petite quantité de lumière incidente est réfléchiée à chaque changement périodique de l'indice de réfraction. Les ondes de lumière réfléchies à chaque période interfèrent et se recombinent en une réflexion élevée à une longueur d'onde particulière lorsque le mode de couplage le plus puissant se produit. C'est la condition de Bragg, et la longueur d'onde, à laquelle se produit cette réflexion, est appelée la longueur d'onde de Bragg.

Seules les longueurs d'onde qui satisfont à la condition de Bragg sont excitées et fortement réfléchies. La réflectivité de la lumière atteint un pic à la longueur d'onde de Bragg. Alors, la longueur d'onde de Bragg λ_B est définie ci - dessous :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \tag{I.1}$$

où n_{eff} est l'indice de réfraction effective du guide, et Λ est le pas du réseau. De l'équation (I.1), on voit que la longueur d'onde de Bragg dépend de l'indice effectif ainsi que du pas. Si une fibre présente un long réseau de Bragg avec un faible saut d'indice de réfraction, son pic de réflexion est élevé sur une bande étroite.

La fibre à réseau de Bragg a plusieurs avantages tels que structure simple, faible perte d'insertion, haute sélectivité de longueur d'onde, insensibilité à la polarisation et compatibilité totale avec les fibres optiques monomodes standard des télécommunications.

I.1.1 Théorie des modes couplés

On s'intéresse ici à la réponse spectrale du réseau de Bragg. Les caractéristiques du spectre de la fibre à réseau de Bragg peuvent être comprises et modélisées par plusieurs approches. La théorie utilisée le plus couramment est celle des modes couplés [7, 8]. La théorie des modes couplés est un outil approprié pour décrire la propagation des ondes optiques dans un guide d'onde avec un indice variant lentement le long de la longueur du guide d'onde. La fibre à réseau de Bragg a ce type de structure. L'idée basique de la théorie des modes couplés est que le champ électrique du guide d'ondes avec une perturbation peut être représenté par une combinaison linéaire des modes de la distribution du champ sans perturbations.

Le champ modal de la fibre peut être représenté par :

$$\mathbf{E}_{\pm j}(x, y, z) = \mathbf{e}_{\pm j}(x, y)e^{\pm i\beta_j z} \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{I.2})$$

où $\mathbf{e}_{\pm j}(x, y)$ est l'amplitude du champ électrique transversal du $j^{\text{ième}}$ mode de propagation, et \pm représente la direction de propagation. β_j est la constante de propagation du $j^{\text{ième}}$ mode. Généralement, chaque mode a une valeur unique de β_j . Dans cette thèse, on suppose implicitement une dépendance temporelle $e^{-i\omega t}$ pour le champ où ω est la pulsation. La propagation de la lumière le long des guides d'onde optiques dans la fibre peut être décrite par les équations de Maxwell. Les modes de propagation sont donc les solutions des équations de Maxwell.

En ce qui concerne la théorie des modes couplés, le champ électrique transversal à la position z dans la fibre à réseau de Bragg peut se décrire par une superposition linéaire des modes propres guidés de la fibre sans réseau. Ce qui peut s'écrire comme :

$$\vec{\mathbf{E}}_t(x, y, z, t) = \sum_j [\mathbf{E}_{+j}(x, y, z, t) + \mathbf{E}_{-j}(x, y, z, t)] \quad (\text{I.3})$$

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

En remplaçant l'équation du champ modal (I.2) dans celle-ci-dessus (I.3), le champ électrique $\vec{E}_t(x, y, z, t)$ peut donc s'écrire suivant :

$$\vec{E}_t(x, y, z, t) = \sum_j [A_j^+(z)e^{i\beta_j z} + A_j^-(z)e^{-i\beta_j z}] \vec{e}_j(x, y) e^{-i\omega t} \quad (\text{I. 4})$$

où A_j^+ et A_j^- sont les amplitudes des $j^{\text{ième}}$ ondes qui se propagent en avant et en arrière, respectivement. Elles varient lentement. \vec{e}_j est le champ du mode transversal. La distribution du champ électrique $\vec{E}_t(x, y, z, t)$ peut être résolue par méthodes modales. $\vec{E}_t(x, y, z, t)$ est une des solutions des équations de Maxwell.

L'indice réfractif du réseau $n(x, y, z)$ dépend de la position z le long de la fibre. Il s'exprime par :

$$n(x, y, z) = n(z) = n_0 + \delta n_0 + \delta n(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \varphi(z)\right) \quad (\text{I. 5})$$

où n_0 est l'indice de réfraction du cœur de fibre sans perturbation, δn_0 est la valeur moyenne de la modulation de l'indice, en général $n_0 \gg \delta n_0$. $\delta n(z)$ est l'amplitude de modulation de l'indice le long de la fibre, $\varphi(z)$ est la phase du réseau, et Λ est la période du réseau de Bragg

La distribution du champ électrique dans le réseau, $\vec{E}_t(x, y, z, t)$, satisfait l'équation scalaire de la propagation d'onde. Donc on a :

$$\{\nabla_t^2 + k^2 n^2(x, y, z) - \beta^2\} \vec{E}_t(x, y, z, t) = 0 \quad (\text{I. 6})$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est la constante de propagation dans l'espace libre, et λ est la longueur d'onde dans le vide.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Le champ électrique $\vec{E}_t(x, y, z, t)$ et l'indice de réfraction $n(x, y, z)$ sont remplacés dans l'équation de propagation (I.6) et les équations des modes couplés sont déduites ci-après :

$$\begin{aligned} \frac{dA_n^+}{dz} = & i \sum_m A_m^+ (K_{mn}^t + K_{mn}^z) e^{i(\beta_m - \beta_n)z} \\ & + i \sum_m A_m^- (K_{mn}^t - K_{mn}^z) e^{-i(\beta_m + \beta_n)z} \end{aligned} \quad (\text{I. 7})$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_n^-}{dz} = & -i \sum_m A_m^+ (K_{mn}^t - K_{mn}^z) e^{i(\beta_m + \beta_n)z} \\ & - i \sum_m A_m^- (K_{mn}^t + K_{mn}^z) e^{-i(\beta_m - \beta_n)z} \end{aligned} \quad (\text{I. 8})$$

où $K_{mn}^t(z)$ est le coefficient de couplage transversal entre les modes n et m , K_{mn}^t est donné par [8] :

$$K_{mn}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} dx dy \Delta \epsilon(x, y, z) \vec{e}_{mt}(x, y) \vec{e}_{nt}^*(x, y) \quad (\text{I. 9})$$

où $\Delta \epsilon$ est la perturbation de la permittivité. Sous la condition de l'approximation du guide d'onde faible ($n \gg \delta n$), $\Delta \epsilon \cong 2n\delta n$. En général, $K_{mn}^t \gg K_{mn}^z$ pour les modes de fibre, et ce coefficient-là est donc habituellement négligeable.

I.1.2 Technique de programmation

C'est une étape importante pour réaliser la modélisation objective dans un projet. Les langages de programmation appropriés et les environnements de développement décident

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

l'efficacité et la réutilisabilité du code. Il existe plusieurs langages de programmation : C, Pascal, Fortran, C++, et Object Pascal, qui peuvent être utilisés pour les calculs d'ingénierie ou de science. Plusieurs environnements de programmation, par exemple, Matlab, Delphi, C++ Builder et Visual C++, peuvent être utilisés dans la conception du programme de simulation.

Quant à Matlab [9, 10], il est un langage d'interprète orienté mathématiquement. Il est utilisé pour les calculs de simulation. Il peut être utilisé également comme un calculateur numérique et symbolique, un système de visualisation, un langage de programmation, ainsi qu'un environnement de modélisation et d'analyse des données. Matlab utilise des expressions symboliques pour offrir une représentation des mathématiques très générale. Il est facile à apprendre et à utiliser grâce à la syntaxe simple du langage de programmation. Cela rend également le débogage plus rapide que des autres langages de programmation et environnements de développement.

Il est très simple de réaliser des arithmétiques de matrices complexes, par rapport aux deux autres langages de programmation, Pascal Objet et C++. A l'aide de Matlab, il n'est pas nécessaire de faire d'autres développements supplémentaires lors de l'utilisation des nombres complexes et des calculs matriciels. Beaucoup de boîtes à outils utiles et de fonctions mathématiques sont déjà intégrées dans l'environnement Matlab.

En ce qui concerne ses bonnes caractéristiques, Matlab est un bon outil pour la conception du prototype de modélisation. On peut l'utiliser afin de réaliser une modélisation rapide pour vérifier l'exactitude de la modélisation. Donc, toutes les modélisations et simulations dans cette thèse sont faites par Matlab.

I.2 Méthodes de modélisation

Dans la plupart des fibres à réseau de Bragg, la variation d'indice induite est approximativement uniforme dans le cœur, et il n'y a pas de modes de propagation en dehors du cœur de la fibre. Avec cette supposition, les modes de gaine dans la fibre sont négligés pour ce programme de simulation. Si l'on néglige les modes de gaine, le champ électrique du réseau peut être exprimé simplement par la superposition des modes fondamentaux en avant et en arrière dans le cœur. La distribution du champ électrique (I.3)

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

le long du cœur de la fibre peut donc être exprimée en termes de deux modes de propagation contraire dans le cadre de l'approximation des deux modes [7].

$$\mathbf{E}(x, y, z) = [A^+(z)e^{-i\beta z} + A^-(z)e^{i\beta z}]\mathbf{e}_t(x, y) \quad (\text{I.10})$$

L'équation (I.10) peut se remplacer dans les équations des modes couplés (I.7) et (I.8). Les équations des modes couplés s'écrivent :

$$\frac{dR(z)}{dz} = i\hat{\sigma}(z)R(z) + i\kappa(z)S(z) \quad (\text{I.11})$$

$$\frac{dS(z)}{dz} = -i\hat{\sigma}(z)S(z) - i\kappa^*(z)R(z) \quad (\text{I.12})$$

où $\hat{\sigma}$ est le coefficient général de l'auto-couplage « DC » [8], il s'appelle aussi désaccord local, κ est le coefficient de couplage « AC » [8]. $R(z)$ est le mode de propagation en avant, et $S(z)$ est le mode de propagation en arrière, ils s'écrivent dans les équations suivantes (I.13) et (I.14) [11], qui sont les fonctions enveloppe lentement variable du champ :

$$R(z) = A^+(z)e^{i(\delta z - \frac{\phi}{2})} \quad (\text{I.13})$$

$$S(z) = A^-(z)e^{-i(\delta z + \frac{\phi}{2})} \quad (\text{I.14})$$

Les équations simplifiées des modes couplés (I.11) et (I.12) sont utilisées dans la simulation de la réponse spectrale du réseau de Bragg. Le coefficient de couplage κ et le désaccord local $\hat{\sigma}$ sont deux paramètres importants dans les équations des modes couplés (I.11) et (I.12). Ils sont les paramètres fondamentaux dans le calcul de la réponse spectrale de la fibre à réseau de Bragg.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Le coefficient général de l'auto-couplage « DC » s'exprime :

$$\hat{\sigma} = \delta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad (\text{I.15})$$

où $\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}$ décrit le « chirp » possible de la période de réseau, et ϕ est la phase du réseau [8].
Le désaccord peut se représenter comme indiqué ci-dessous :

$$\begin{aligned} \delta &= \beta - \frac{\pi}{\Lambda} \\ &= \beta - \beta_B \\ &= 2\pi n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

où λ_B est la longueur d'onde conçue pour la réflexion de Bragg [I.1] pour un réseau à faible K ($\delta n_{dc} \rightarrow 0$).

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \delta n_{dc} \quad (\text{I.17})$$

où δn_{dc} est la variation de l'indice de réfraction sans perturbation dans le cœur de la fibre, c'est la variation de l'indice « DC ».

Le coefficient de couplage $\kappa(z)$ s'exprime par :

$$\kappa(z) = \frac{\pi}{\lambda} \delta n_{ac}(z) g(z) \quad (\text{I.18})$$

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

où $g(z)$ est la fonction d'apodisation, $\delta n_{ac}(z)$ est la variation de l'indice de réfraction « AC ». Donc, le coefficient de couplage $\kappa(z)$ est proportionnel à la modulation de l'indice de réfraction $\Delta n = \delta n_{ac}(z)g(z)$.

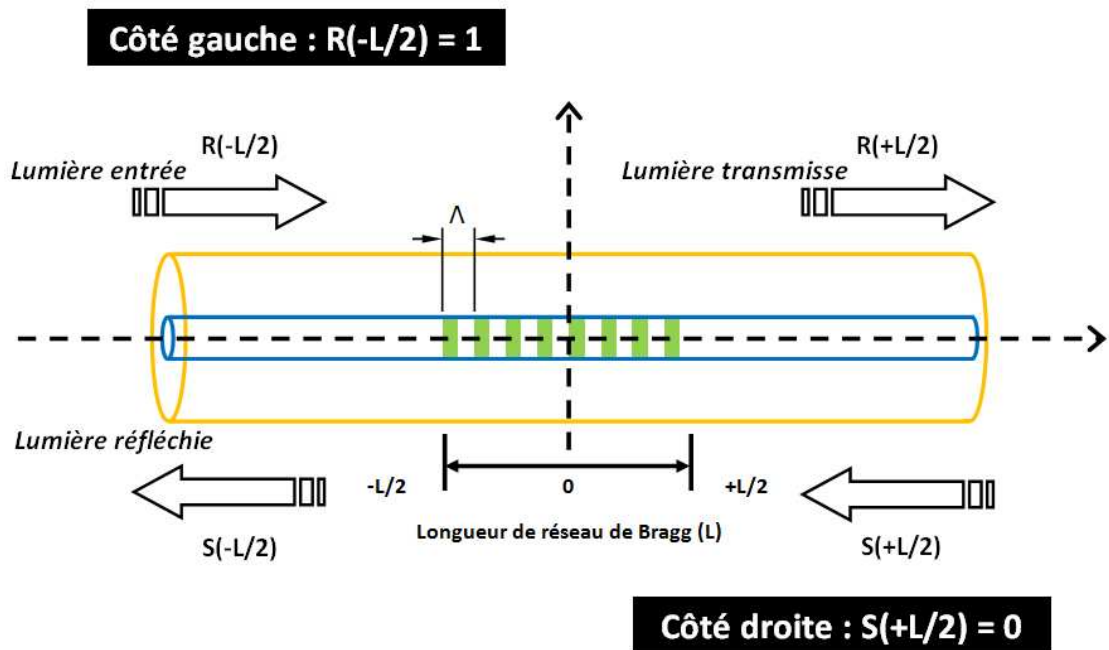


Figure 1.1 : Les conditions initiales et le calcul des réponses du réseau par rapport au champ d'entrée.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Il n'y a pas de signal d'entrée qui se propage du côté droit dans la fibre $S(+L/2) = 0$, par contre il y a un certain signal qui entre du côté gauche dans la fibre $R(-L/2) = 1$. En dépendant de ces deux conditions aux frontières, la condition initiale du réseau peut s'écrire comme dans les équations (I.19) et (I.20). Les coefficients de réflexion et de transmission du réseau sont obtenus par les conditions initiales et les équations des modes couplés. Figure 1.1 montre schématiquement les conditions initiales, elles sont également représentées comme :

Du côté gauche :

$$\begin{cases} R\left(-\frac{L}{2}\right) = 1 \\ S\left(-\frac{L}{2}\right) = ? \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

Du côté droite :

$$\begin{cases} R\left(+\frac{L}{2}\right) = ? \\ S\left(+\frac{L}{2}\right) = 0 \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

Le coefficient de réflexion en amplitude r_B est écrit par :

$$r_B = \frac{S\left(-\frac{L}{2}\right)}{R\left(-\frac{L}{2}\right)} \quad (\text{I.21})$$

Le coefficient de réflexion en puissance R_B est donc défini par l'équation (I.21), c'est-à-dire la « réflectivité » du réseau :

$$R_B = |r_B|^2 \quad (\text{I.22})$$

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

La théorie de réseau de Bragg est bien présentée par cette méthode, mais d'autres techniques analytiques et numériques ont été employées pour simuler les spectres de réseau [12-15], telles que l'approximation de Hong et al. [12], le calcul de longueur effective de Fukuzawa and Nakamura [13], la méthode de transformée de Fourier [16] et la méthode de « layer peeling » [17-19]. Mais les méthodes les plus communes et les plus utiles pour calculer les spectres de réflexion ou transmission de la fibre à réseau de Bragg sont : la méthode des modes couplés calculée par matrice de transfert [8] [20-24], la méthode de Rouard [24-28], et la méthode de matrice de transfert (TMM, Transfer Matrix Method).

On peut aussi appliquer la méthode d'intégration numérique directe pour résoudre les équations des modes couplés, une des méthodes est celle de Runge-Kutta d'ordre quatre [29]. Si l'on ne s'intéresse qu'à la réponse spectrale, les deux équations des modes couplés (I.11) et (I.12) peuvent être simplifiées à une seule équation différentielle, qui est connue comme l'équation différentielle de Riccati [21]. Le temps de la simulation peut être réduit, car une équation unique est nécessaire pour l'intégration numérique.

I.2.1 Méthode de Runge–Kutta

La méthode Runge-Kutta [29] atteint une fidélité avec un ordre plus haut sur la série de Taylor sans calculer explicitement les dérivées hautes $dy/dx = f(x, y)$. Ces méthodes font l'usage de la quadrature de mi-point. La formule générale sur une $m^{ième}$ méthode de Runge-Kutta est :

$$y_{n+1} = y_n + h_n(a_1K_1 + a_2K_2 + \dots + a_mK_m) \quad (I.23)$$

Donc, la formule de Runge-Kutta d'ordre quatre avec les coefficients de Runge est donnée par :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (I.24)$$

CHAPITRE I
Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Les paramètres K_1 , K_2 , K_3 et K_4 dans l'équation (I.24) sont déterminés par :

$$K_1 = f(x_n, y_n) \tag{I.25}$$

$$K_2 = f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}K_1\right) \tag{I.26}$$

$$K_3 = f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}K_2\right) \tag{I.27}$$

$$K_4 = f(x_n + h, y_n + hK_3) \tag{I.28}$$

où h est l'étape au point suivant d'intégration et x est la variable d'état.

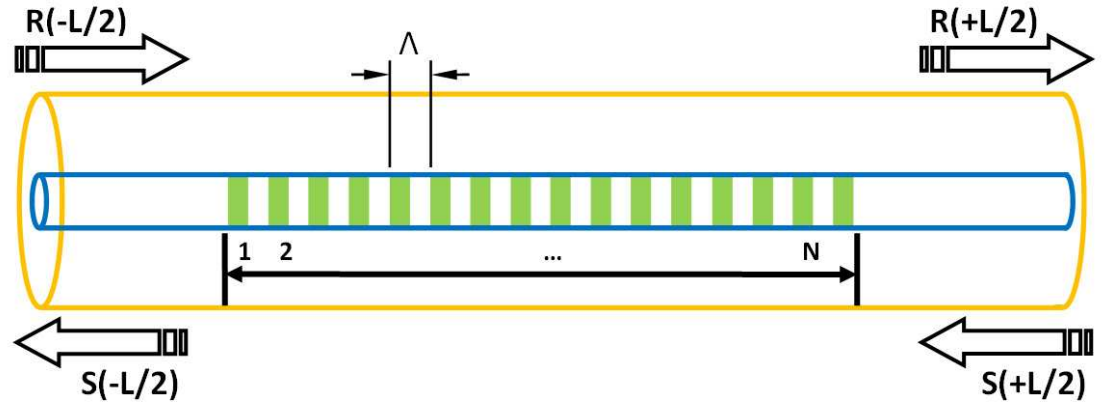
La méthode de Runge-Kutta est connue pour être très robuste pour résoudre des équations différentielles ordinaires.

I.2.2 Méthode des Matrices

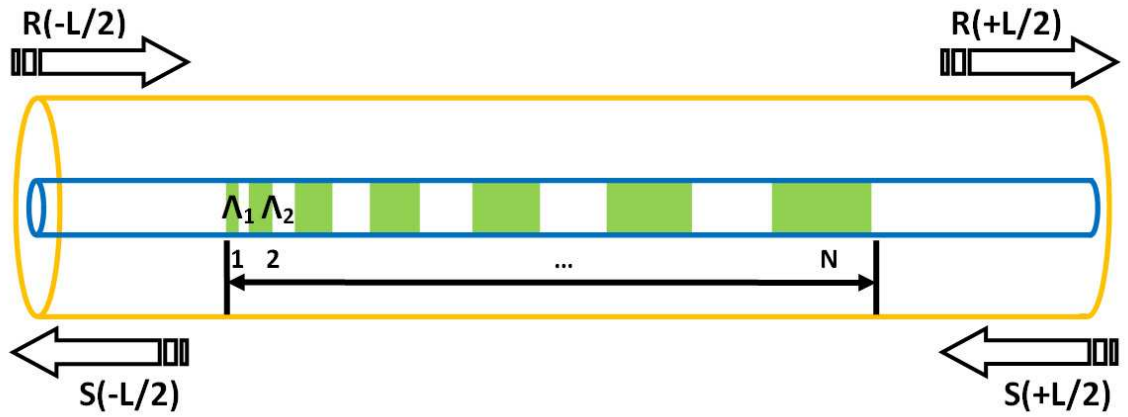
On peut aussi employer la méthode de matrice [30] pour résoudre les équations des modes couplés, cette approche numérique a été utilisée pour la première fois par Yamada [31] afin d'analyser les guides d'onde optique. Cette méthode peut donc être utilisée également pour analyser des problèmes de la fibre à réseau de Bragg.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation



(a)



(b)

Figure 1.2 : Principe de la méthode des matrices (a) fibre à réseau de Bragg uniforme (b) fibre à réseau de Bragg non-uniforme.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Les équations des modes couplés (I.11) et (I.12) peuvent être résolues par cette méthode de matrice non seulement pour les réseaux uniformes mais pour les réseaux non-uniformes également. La Figure 1.2 illustre les structures que l'on peut modéliser par la méthode. L'excursion de l'indice de réfraction et la période restent constants dans le cas a). La matrice 2×2 est alors pareille pour chaque période du réseau uniforme. La matrice totale est obtenue en multipliant toutes les matrices individuelles, l'équation (I.29) montre le calcul :

$$\begin{bmatrix} R_{+L/2} \\ S_{+L/2} \end{bmatrix} = [\Lambda]^N \cdot \begin{bmatrix} R_{-L/2} \\ S_{-L/2} \end{bmatrix} \quad (\text{I.29})$$

où N est le nombre de période de réseau dans la fibre.

La méthode de matrice pour résoudre les équations des modes couplés est capable de calculer aussi la fibre à réseau de Bragg non-uniforme Figure 1.2 b). Une fibre à réseau de Bragg non-uniforme peut être divisée en plusieurs segments uniformes le long de la fibre. La lumière à l'entrée se propage en traversant chaque segment uniforme j , qui est décrit par une matrice Λ_j ($j = 1, 2, 3, \dots$). Pour la structure de la fibre à réseau de Bragg, la matrice Λ_j peut donc se décrire comme [8] :

$$[\Lambda_j] = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_B \Delta z) - i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & -i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \\ i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & \cosh(\gamma_B \Delta z) + i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \end{bmatrix} \quad (\text{I.30})$$

où κ est défini par l'équation (I.18), $\hat{\sigma}$ est décrit par l'équation (I.15), et γ_B est représenté comme :

$$\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \quad (\kappa^2 > \hat{\sigma}^2) \quad (\text{I.31})$$

où

$$\gamma_B = i\sqrt{\hat{\sigma}^2 - \kappa^2} \quad (\kappa^2 < \hat{\sigma}^2) \quad (\text{I.32})$$

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

En conséquence, la matrice entière du réseau de Bragg non-uniforme s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} R_{+L/2} \\ S_{+L/2} \end{bmatrix} = [\Lambda_N] \cdot [\Lambda_{N-1}] \dots [\Lambda_j] \dots [\Lambda_2] \cdot [\Lambda_1] \cdot \begin{bmatrix} R_{-L/2} \\ S_{-L/2} \end{bmatrix} \quad (\text{I.33})$$

où on définit aussi :

$$[\Lambda_{tot}] = [\Lambda_N] \cdot [\Lambda_{N-1}] \dots [\Lambda_j] \dots [\Lambda_2] \cdot [\Lambda_1] = \begin{bmatrix} \Lambda_{11} & \Lambda_{12} \\ \Lambda_{21} & \Lambda_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{I.34})$$

On suppose qu'il n'y a pas de lumière initiale qui entre dans la fibre du côté droit, donc $S(+L/2) = 0$. On obtient enfin la réflectivité et la transmission calculées par cette méthode, elles sont définies respectivement dans les équations suivantes :

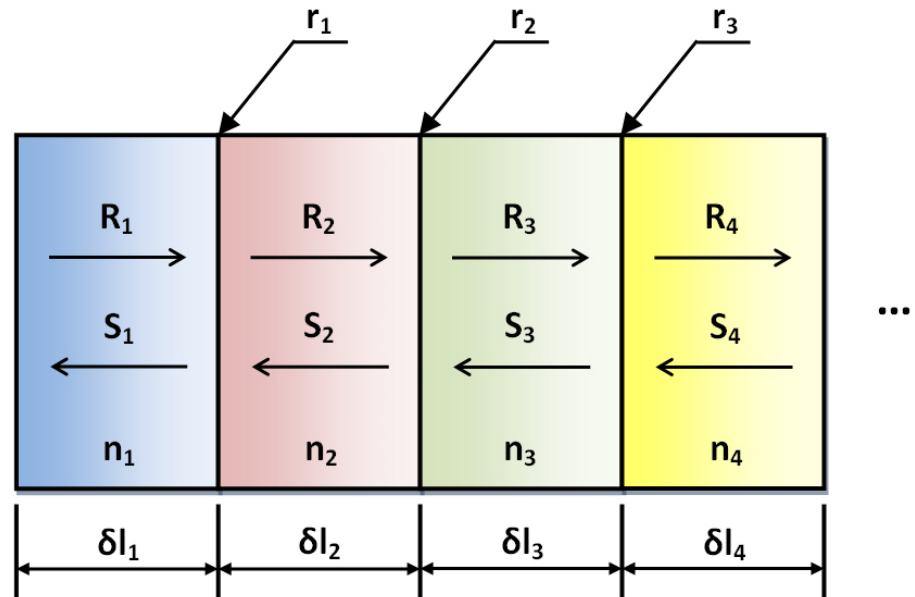
$$R_B = \left| \frac{S(-L/2)}{R(-L/2)} \right|^2 = \left| -\frac{\Lambda_{21}}{\Lambda_{22}} \right|^2 \quad (\text{I.35})$$

$$T_B = \left| \frac{R(+L/2)}{R(-L/2)} \right|^2 = \left| \Lambda_{11} - \frac{\Lambda_{21}}{\Lambda_{22}} \Lambda_{12} \right|^2 \quad (\text{I.36})$$

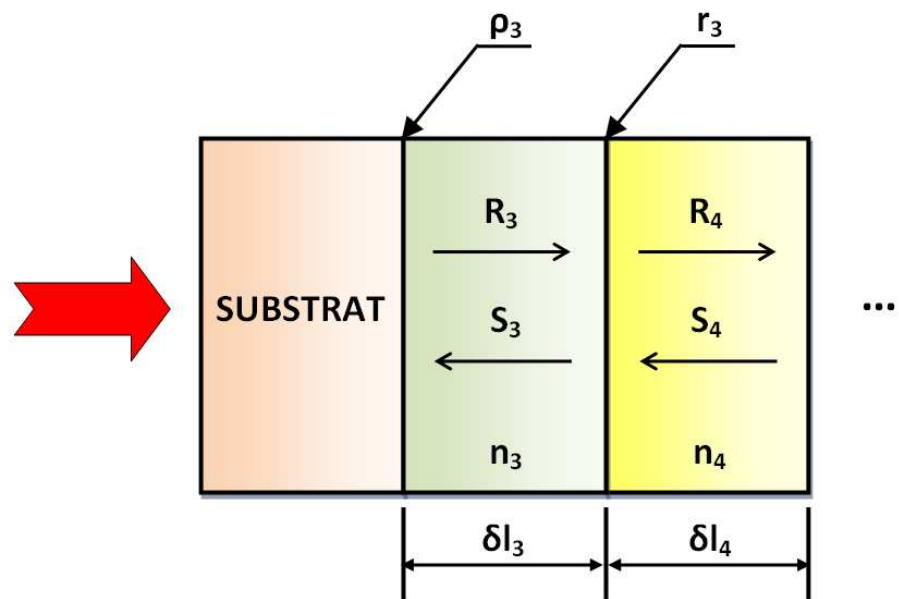
I.2.3 Méthode de Rouard

La méthode de Rouard [24-28] est une technique récursive utilisée dans la conception du revêtement en couche fine. Contrairement à la méthode des modes couplés, cette approche n'a pas du tout besoin de solution sur les équations des modes couplés complexes. Au contraire, les caractéristiques basiques d'une règle unique de réseau sont utilisées dans une procédure rectiligne récursive afin de calculer les caractéristiques des

CHAPITRE I
Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation



(a)



(b)

Figure 1.3 : (a) Les couches fines en indiquant l'indice de réfraction et la réflectivité d'interface pure (b) la pile se transforme avec une réflectivité complexe ρ_2 sur l'interface du substrat remplaçant la couche

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

réseaux de Bragg. Généralement, c'est suffisant d'utiliser cette approche pour déterminer les caractéristiques spectrales des réseaux arbitraires en incidence normale (périodiques ou non périodiques).

Les techniques récursives sont largement utilisées dans la conception de couche fine pour étendre le calcul du coefficient de réflexion d'une seule couche aux multicouches [32-36]. L'étape fondamentale dans ces techniques est le remplacement d'une couche fine caractérisée par une réflectivité complexe effective. Elle doit donc se substituer par une interface unique ayant les mêmes propriétés. Le calcul de la méthode de Rouard commence en considérant la couche au bas de la pile du réseau sur le substrat. Le calcul s'effectue de proche en proche à travers toute la pile du réseau, en remplaçant la couche considérée au cours de chaque itération par une interface ayant la même réflectivité et le même déphasage. La fibre à réseau de Bragg peut se regarder aussi comme une pile de couche fine, on peut donc employer la méthode de Rouard pour calculer ses réponses spectrales.

La Figure 1.3 montre une couche fine sur le substrat avec la propagation de la lumière incidente ainsi qu'avec des composants du champ transversal qui est tangentiel par rapport à l'interface. L'indice de réfraction de chaque section est indiqué. Les réflectivités en amplitude, r_1 et r_2 , à chaque interface dépendent des indices réfractifs des deux matériaux diélectrique de chaque côté.

Le champ dans chaque région E_j est la somme du champ en avant R_j et du champ en arrière S_j , le champ total est la somme des champs [24] :

$$E_j = R_j + S_j \quad (\text{I.37})$$

En appliquant la continuité des composantes du champ transversal au fond de la pile, 1, et en supposant la propagation dans un milieu non-magnétique, on obtient :

$$R_1 + S_1 = R_2 + S_2 \quad (\text{I.38})$$

$$n_1(R_1 - S_1) = n_2(R_2 - S_2) \quad (\text{I.39})$$

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Les équations (I.38) et (I.39) peuvent s'exprimer par la manipulation algébrique dans la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ S_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_1} \begin{bmatrix} 1 & r_1 \\ r_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_2 \\ S_2 \end{bmatrix} \quad (\text{I.40})$$

La réflectivité r_1 sur l'interface du substrat est :

$$r_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (\text{I.41})$$

et le coefficient de transmission t_1 ,

$$t_1 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (\text{I.42})$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction dans les différents milieux.

En appliquant la continuité sur la deuxième interface du fond de la pile, les champs réfléchi et transmis sont décrits comme :

$$\begin{bmatrix} R_2 \\ S_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_2} \begin{bmatrix} e^{i\Phi_2} & r_2 e^{i\Phi_2} \\ r_2 e^{-i\Phi_2} & e^{-i\Phi_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_3 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (\text{I.43})$$

où Φ_j est la phase de propagation dans un milieu unique, elle est donnée par :

$$\Phi_j = \beta_j \delta l_j = \frac{2\pi n_j \delta l_j}{\lambda} \quad (\text{I.44})$$

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

où δl_j est la largeur de couche dans un milieu, pour le réseau de Bragg on prend $\delta l_j = \Lambda_j/2$, c'est-à-dire que c'est la moitié de la longueur d'une période.

En combinant les équations (I.39)-(I.44), on obtient enfin :

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ S_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_1 t_2} [T_1][T_2] \begin{bmatrix} R_3 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (\text{I.45})$$

L'équation (I.45) peut alors se simplifier comme :

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ S_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_1 t_2} [\mathbf{T}] \begin{bmatrix} R_3 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (\text{I.46})$$

de l'équation (I.46), les éléments matriciels sont donnés ci-après :

$$T_{11} = \frac{1}{t_1 t_2} (e^{i\Phi_2} + r_1 r_2 e^{-i\Phi_2}) \quad (\text{I.47})$$

$$T_{12} = \frac{1}{t_1 t_2} (r_2 e^{i\Phi_2} + r_1 e^{-i\Phi_2}) \quad (\text{I.48})$$

$$T_{21} = \frac{1}{t_1 t_2} (r_1 e^{i\Phi_2} + r_2 e^{-i\Phi_2}) \quad (\text{I.49})$$

$$T_{22} = \frac{1}{t_1 t_2} (r_1 r_2 e^{i\Phi_2} + e^{-i\Phi_2}) \quad (\text{I.50})$$

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

En employant les conditions aux frontières dans la région n_3 , qui est infinie et conduit à $S_3 = 0$ comme les équations appliquées (I.19) et (I.20). La réflectivité complexe pour la couche n_2 est montrée :

$$\rho_2 = \frac{T_{21}}{T_{11}} = \frac{r_1 + r_2 e^{-i2\Phi_2}}{1 + r_1 r_2 e^{-i2\Phi_2}} \quad (\text{I.51})$$

et le coefficient de transmission τ_2 est donné par :

$$\tau_2 = \frac{1}{T_{11}} = \frac{t_1 t_2}{e^{i\Phi_2} + r_1 r_2 e^{-i\Phi_2}} \quad (\text{I.52})$$

En substituant la deuxième section par une interface unique montrée figure 1.3 b, et en rajoutant une autre couche avec les champs R_4 et S_4 ci-dessus de la section 3, la réflectivité composite ρ_j devient :

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ S_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\tau_2} \begin{bmatrix} e^{i\Phi_3} & \rho_2 e^{i\Phi_3} \\ \rho_2 e^{-i\Phi_3} & e^{-i\Phi_3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_4 \\ S_4 \end{bmatrix} \quad (\text{I.53})$$

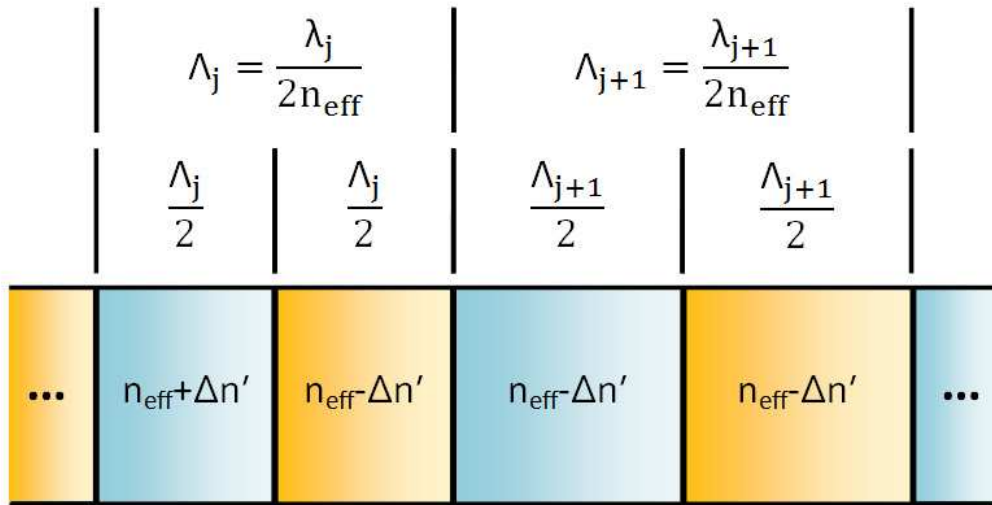
En utilisant la même méthode montrée dans les équations (I.51) et (I.52) :

$$\rho = \frac{T_{21}}{T_{11}} = \frac{r_4 + \rho_2 e^{-i2\Phi_3}}{1 + r_4 \rho_2 e^{-i2\Phi_3}} \quad (\text{I.54})$$

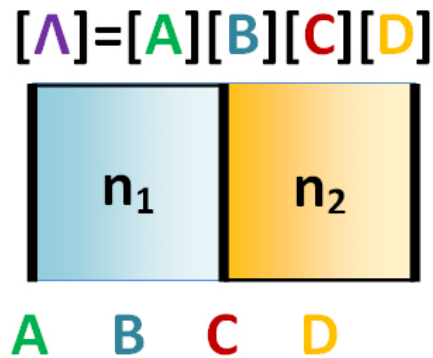
Il est maintenant facile de comprendre que le réseau uniforme avec une période unique peut être divisé en j sections, c'est normalement deux fois le nombre de période pour le réseau de Bragg. En plus, la réflectivité composite peut être calculée en utilisant cette méthode linéaire pour toutes les formes complexes de réseau.

I.2.4 Méthode de matrice de transfert

La méthode de matrice de transfert (TMM, Transfer Matrix Method) est une approche plus simple et efficace pour simuler la propagation d'onde dans une pile de multicouches, par exemple, fibre à réseau de Bragg. L'indice de réfraction est alternatif, donc la pure réflectivité d'interface entre le milieu n_1 et le milieu n_2 est alternative aussi. Cette structure multicouches est montrée Figure 1.4 (a).



(a)



(b)

Figure 1.4 : (a) La pile diélectrique de multicouches en indiquant la période différente (b) matrice se représentant une période dans le réseau de Bragg.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Comme les réflectivités d'interface alternent et que le déphasage après un aller-retour dans chaque couche est π , toutes les ondes réfléchies interfèrent de manière constructive. Il y a deux réflexions par période, et le coefficient de couplage des ondes se propageant en avant et en arrière est donné par [37] :

$$\kappa(z) = 4 \frac{\Delta n'}{\lambda} g(z) \quad (\text{I.55})$$

C'est quasiment identique sur la définition du coefficient de couplage κ introduit dans l'équation (I.18). Un facteur $4/\pi$ apparaît dans l'équation (I.55), c'est parce qu'elle est dérivée en utilisant une variation rectangulaire de l'indice de réfraction dans une pile de multicouches monodimensionnelle, au lieu de la variation sinusoïdale employée dans la dérivation des équations des modes couplés. En général, c'est une variation sinusoïdale de l'indice réfractif qui prête une phase correspondant aux ondes propageant en avant et en arrière. L'équation (I.56) suivante montre la relation entre la variation sinusoïdale et rectangulaire de l'indice réfractif :

$$\delta n_{ac} = \frac{4}{\pi} \Delta n' \quad (\text{I.56})$$

Comme la méthode de Rouard, la méthode de matrice de transfert n'a pas besoin de résoudre les équations de couplage compliquées. Par contre, le réseau de Bragg est simplement exprimé par deux types de matrice : celle d'interface et celle de propagation. En utilisant la théorie de Fresnel, on suppose que les ondes pénètrent perpendiculairement par la surface d'interface entre les deux milieux, donc la réflectivité et la transmission pures se présentent dans les équations (I.41) et (I.42).

Figure 1.4 (b) montre le calcul pour une période composée par deux matrices d'interface A et C , ainsi que deux matrices de propagation dans un milieu unique B et D . Donc le produit de multiplication se représente par la matrice d'une seule période de réseau. La matrice d'interface et celle de propagation s'expriment respectivement dans les équations (I.57)-(I.60) ci-après :

CHAPITRE I
Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

$$[A] = \frac{1}{2n_2} \begin{bmatrix} n_2 + n_1 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_2 + n_1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.57})$$

$$[B] = \begin{bmatrix} -\frac{i2\pi n_1 \delta l_B}{\lambda} & 0 \\ 0 & \frac{i2\pi n_1 \delta l_B}{\lambda} \end{bmatrix} \quad (\text{I.58})$$

$$[C] = \frac{1}{2n_1} \begin{bmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{bmatrix} \quad (\text{I.59})$$

$$[D] = \begin{bmatrix} -\frac{i2\pi n_2 \delta l_D}{\lambda} & 0 \\ 0 & \frac{i2\pi n_2 \delta l_D}{\lambda} \end{bmatrix} \quad (\text{I.60})$$

Donc, la matrice représentant une période est :

$$[\Lambda] = [A][B][C][D] \quad (\text{I.61})$$

où $\delta l_B = \delta l_D = \Lambda/2$, c'est la moitié de la longueur d'une période. Si on multiplie successivement la période une par une, on obtient la matrice totale de transfert représentant le réseau de Bragg, montrée dans l'équation (I.62).

$$[\Lambda_1] \cdot [\Lambda_2] \cdot \dots \cdot [\Lambda_N] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{I.62})$$

Et puis à l'aide des conditions aux frontières, on peut calculer la réflectivité ainsi que la transmission en utilisant les équations suivantes :

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

$$R_B = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (1.63)$$

$$T_B = \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (1.64)$$

La méthode de matrice de transfert est plus facile à comprendre et à simuler non seulement pour le réseau de Bragg uniforme mais aussi pour le réseau non-uniforme. Figures (1.5) et (1.6) montrent la réflectivité d'un réseau de Bragg uniforme, modulé respectivement par la méthode de Runge-Kutta, des équations de couplage, de Rouard, et de matrice de transfert, on obtient quasiment la même forme de spectre.

En plus du spectre, pour un réseau de Bragg il y a des autres caractéristiques comme temps de retard (GTD, Group Time Delay) et la dispersion. Le temps de retard et la dispersion peuvent être obtenus de la phase de la réflectivité et de la transmission du réseau de Bragg.

Le temps de retard τ_r pour la lumière réfléchie dans un réseau est défini suivant :

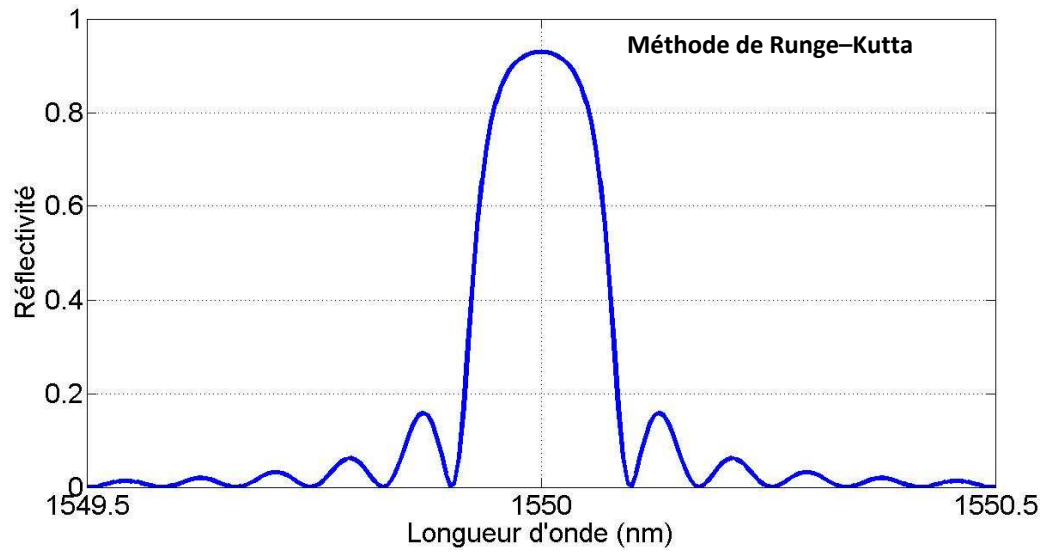
$$\tau_r = \frac{d\theta_r}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_r}{d\lambda} \quad (1.65)$$

où θ_r est la phase venant de la réflectivité complexe de réseau, ω est la vitesse angulaire, c est la célérité de lumière. L'unité du temps de retard est la picoseconde (ps).

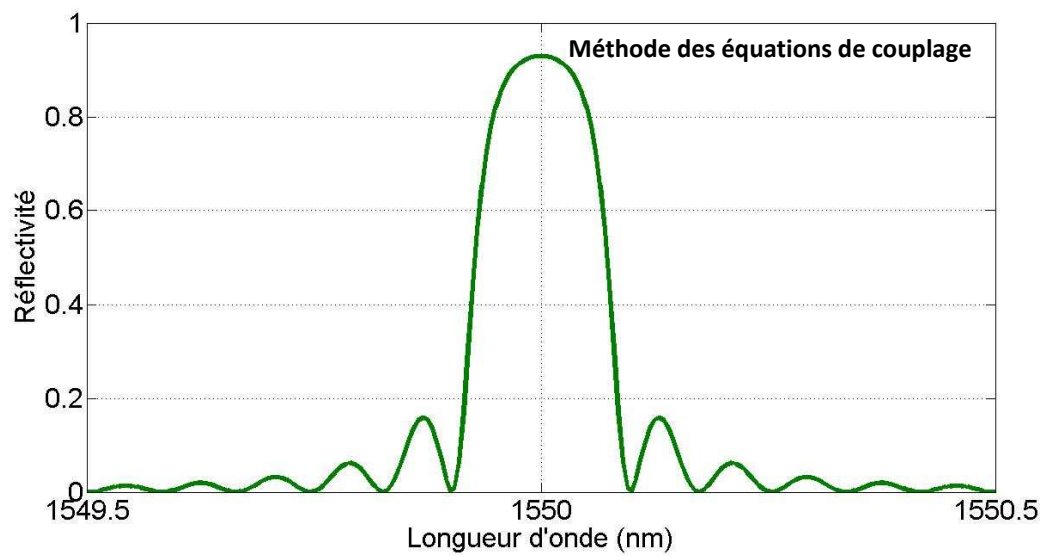
Donc la dispersion d_r (ps/nm) est donnée ci-après :

$$\begin{aligned} d_r &= \frac{d\tau_r}{d\lambda} = \frac{2\tau_r}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\theta_r}{d\lambda^2} \\ &= -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\theta_r}{d\omega^2} \end{aligned} \quad (1.66)$$

CHAPITRE I
Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation



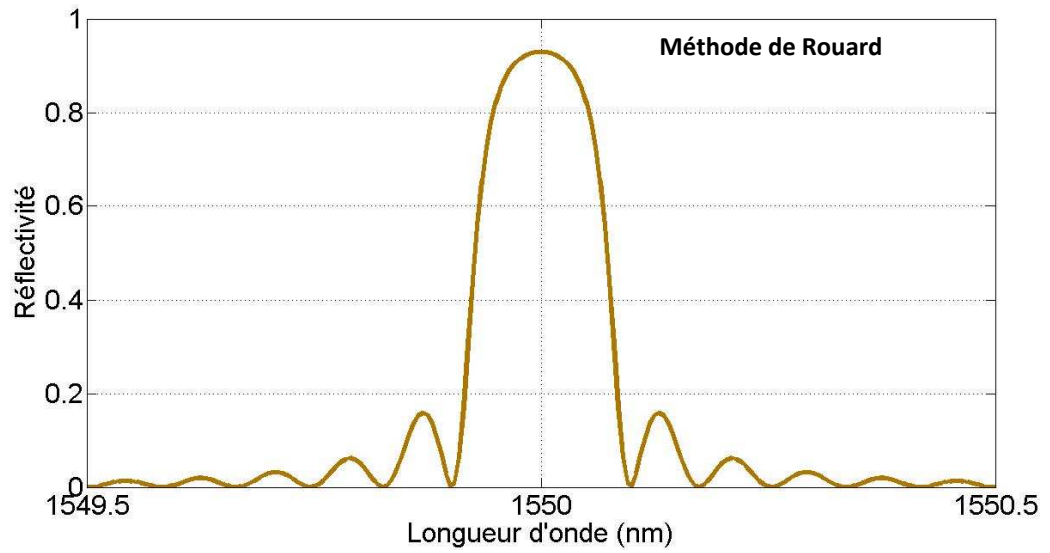
(a)



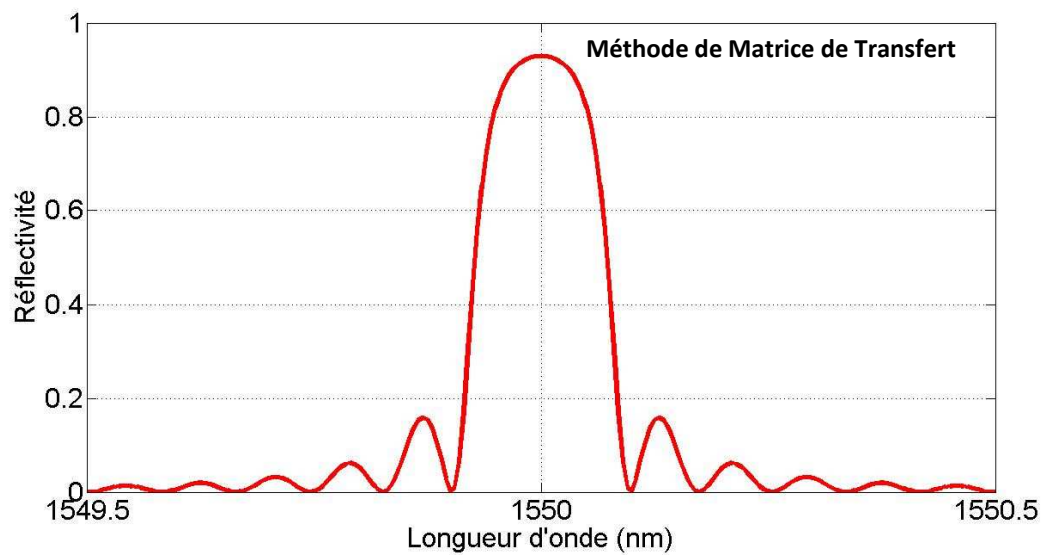
(b)

Figure 1.5 : Simulation de la fibre à réseau de Bragg uniforme (a) par méthode de Runge-Kutta (b) par la méthode des équations de couplage.

CHAPITRE I
Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation



(a)



(b)

Figure 1.6 : Simulation de la fibre à réseau de Bragg uniforme (a) par la méthode de Rouard (b) par la méthode de matrice de transfert.

CHAPITRE I

Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

Les résultats de calcul sur le temps de retard et la dispersion dans le réseau peuvent être comparés pour optimiser les paramètres du système. Cela nous permet de trouver lequel est convenable pour une application particulière.

I.3 Conclusion

On a présenté la structure du réseau de Bragg et la propagation des ondes dans le réseau par la théorie du mode de couplage.

De plus, on a présenté également des approches de modélisation telles que la méthode de Runge-Kutta, qui est une intégration numérique directe des équations des modes couplés ; la méthode des équations de couplage calculée par matrice, qui s'emploie pour résoudre les équations des modes couplés. Chaque segment périodique du réseau est représenté par une matrice de mode couplé, en conséquence, le réseau total peut s'exprimer par le produit de multiplication de chaque segment. La méthode de Rouard est une technique récursive utilisée dans une pile de couche fine. Cette approche n'a besoin que de la réflectivité effective complexe en amplitude de chaque période individuelle afin de simuler le réseau de Bragg. La méthode de matrice de transfert applique seulement la matrice d'interface entre deux milieux et la matrice de propagation dans un milieu unique, et les fait multiplier l'une l'autre alternativement pour obtenir une matrice totale représentant le réseau de Bragg.

Des résultats de simulation utilisant les différentes modélisations nous ont permis de calculer la réponse spectrale d'un réseau de Bragg uniforme. Nous avons constaté que chaque méthode donne des résultats identiques. Dans la suite, on utilisera la méthode de matrice de transfert, une méthode simple et efficace, pour simuler la cavité continuum dans les chapitres suivant.

CHAPITRE I
Propriétés des Réseaux de Bragg et Méthodes de Modélisation

CHAPITRE II

Filtre Optique Passe Bande

Employant un Réseau de Bragg à Pas Variable

Ce chapitre étudie une cavité résonante continuum, formée entre un miroir et un réseau de Bragg chirpé linéairement, pour générer un filtre optique passe bande. On présente d'abord le réseau chirpé, et puis on modélise cette cavité par TMM dans deux cas différents, ensuite on montre les caractéristiques qui peuvent satisfaire les systèmes de WDM. On présente aussi une autre technique en utilisant deux réseaux chirpés pour générer un filtre optique.

II.1 Réseau de Bragg chirpé

On a présenté la théorie de réseau de Bragg et des approches de modélisation dans le chapitre I. Il y a divers types de réseaux de Bragg comme réseau uniforme, réseau échantillonné, réseau déphasé et réseau à pas variable. Pour cette thèse, on se concentre sur le réseau de Bragg à pas variable.

Le réseau de Bragg à pas variable est un réseau dont la période varie le long de la fibre. Il y a deux quantités variables qui peuvent être changées pour obtenir un réseau chirpé : l'une est de changer la période de Bragg, l'autre est de varier l'indice de réfraction le long de la direction de propagation dans la fibre.

Figure 2.1 montre un réseau de Bragg à pas variable linéairement. Dans ce cas-là, la période du réseau varie linéairement avec la position tout au long du réseau dans la fibre. Ça fait que le réseau réfléchit des longueurs d'onde variable le long de la longueur du réseau avec une correspondance entre la valeur de la longueur d'onde réfléchie et la position le long de la fibre. c'est-à-dire que la longueur d'onde de Bragg λ_B varie en fonction de la position sur la fibre.

La variation de l'indice de réfraction le long de la direction de propagation a le même effet que celle de la période. Cela signifie que la période optique est changée, même si la période physique du réseau est fixe. Donc, ces deux quantités variables peuvent être fusionnées, et décrites par une variable.

Si l'on simule le réseau de Bragg à pas variable par la résolution des équations de couplage, le terme de phase dans l'équation (I.15) pour un réseau chirpé linéairement est donné ci-après [8] :

$$\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} = - \frac{4\pi n_{eff} z}{\lambda_B^2} \frac{d\lambda_B}{dz} \quad (\text{II.1})$$

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

où $d\lambda_B/dz$ est la variation de la longueur d'onde le long de l'axe de propagation. En utilisant les deux équations (II.1) et (I.15) dans les équations de couplage, la solution pour le réseau de Bragg chirpé sera obtenue. On souligne que $d\lambda_B/dz$ est constante

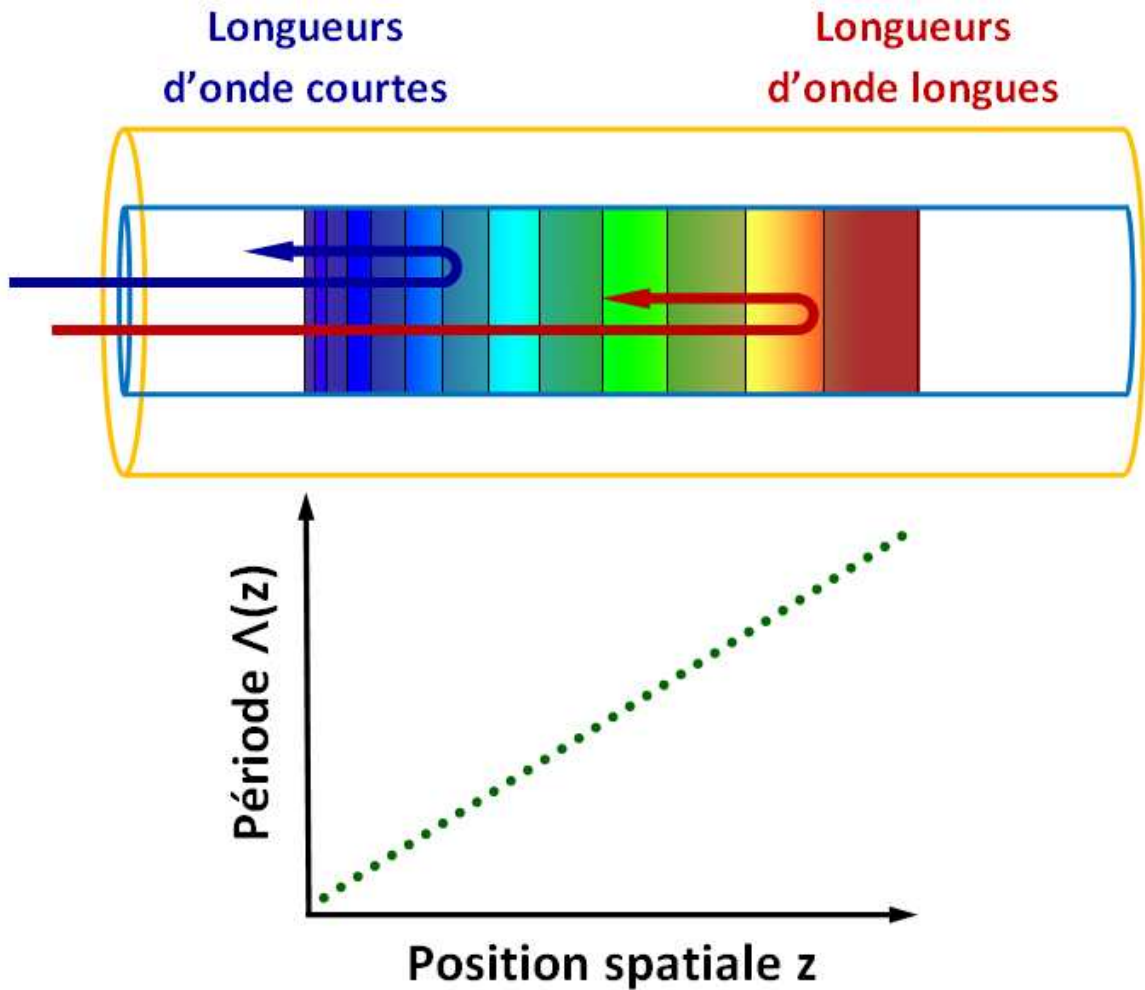


Figure 2.1 : *Fibre à réseau de Bragg à pas variable linéairement.*

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

pour le réseau de Bragg à pas variable linéairement. De plus, l'unité de cette valeur est définie en nm/cm pour le réseau avec un chirp moins élevé, par exemple, $10 nm/cm$ ou $100 nm/cm$. Par contre, pour un réseau avec un chirp beaucoup plus élevé, l'unité varie comme $nm/\mu m$, tels que $0.5 nm/\mu m$ ou $3 nm/\mu m$. On a une représentation pour le réseau de Bragg à pas variable linéairement ci-dessous :

$$\lambda_B(z) = \lambda_0 + Cz \quad (II.2)$$

où λ_0 est la longueur d'onde réfléchiée par la première période, C est le chirp défini dans l'équation (II.3), qui est une constante pour LCFBG :

$$C = \frac{d\lambda_B}{dz} = Cste \quad (II.3)$$

Le chirp peut être positif ou négatif. S'il est positif, c'est un réseau chirpé positif dont la première période est une période minimum dans le réseau. La période du réseau chirpé linéaire augmente dans ce cas le long de la direction de propagation. Au contraire, si le chirp est négatif, c'est un réseau chirpé négatif. Le premier pas du réseau reflète la longueur d'onde la plus longue, le pas périodique diminue le long de la direction de propagation.

On peut aussi simuler le réseau de Bragg chirpé en appliquant la méthode de matrice de transfert. Tout d'abord, on doit trouver la relation entre le pas du réseau et la position le long du réseau. Des équations (I.1) et (II.2), on obtient une présentation suivante :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + C'z \quad (II.4)$$

où Λ_0 est la première période quand $z = 0$, C' est regardé comme le chirp physique du réseau de Bragg à pas variable, qui est donné comme :

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

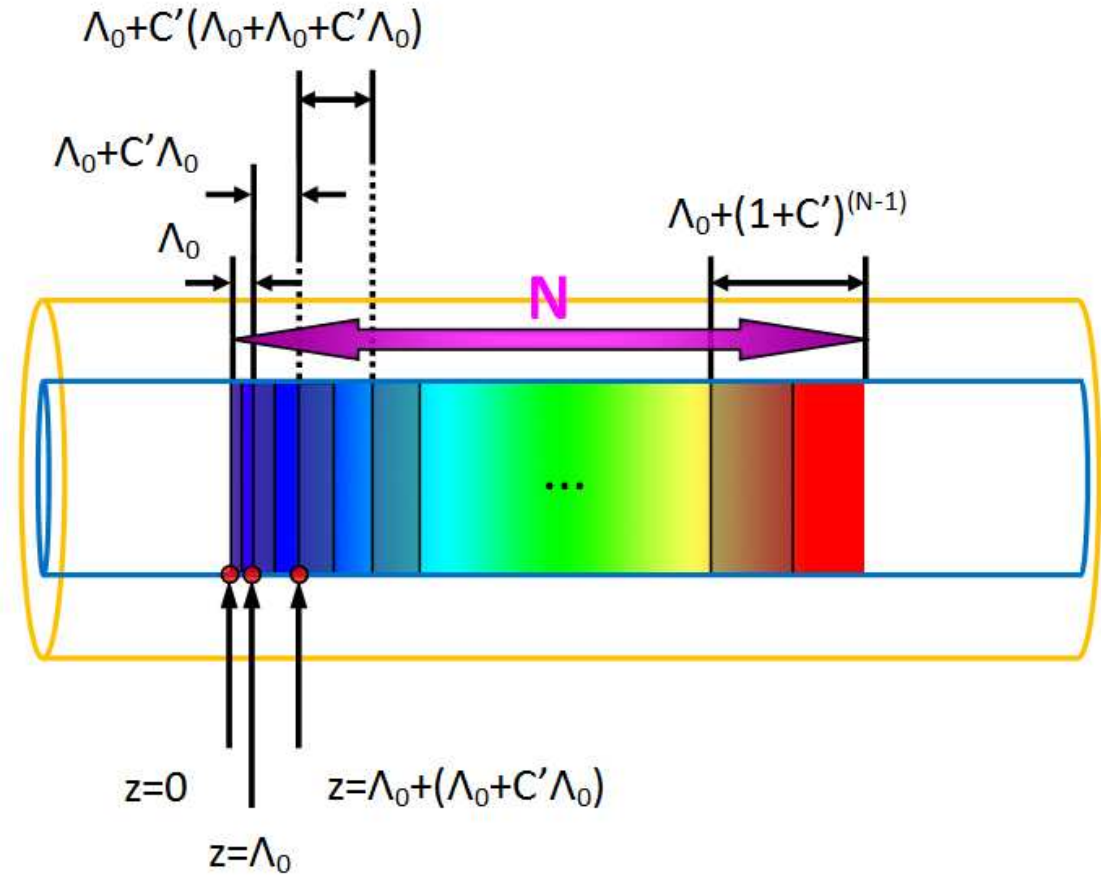


Figure 2.2 : Schéma présentant la largeur de chaque période Λ_j en fonction de la position le long de la z -direction.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

$$C' = \frac{d\Lambda}{dz} = \frac{1}{2n_{eff}} \frac{d\lambda_B}{dz} \quad (\text{II.5})$$

Donc, l'unité est aussi en nm/cm ou $nm/\mu m$ selon le cas. De plus, C' peut être également positif et négatif.

$z = 0$, pour la première période on a :

$$\Lambda_0 = \Lambda(0) = \Lambda_0(1 + C')^0 \quad (\text{II.6})$$

$z = \Lambda_0$, on a la deuxième période :

$$\Lambda_1 = \Lambda(\Lambda_0) = \Lambda_0 + C'\Lambda_0 = \Lambda_0(1 + C')^1 \quad (\text{II.7})$$

$z = \Lambda_0 + \Lambda_0(1 + C')$, la troisième période est dérivée comme :

$$\begin{aligned} \Lambda_2 &= \Lambda[\Lambda_0 + (\Lambda_0 + C'\Lambda_0)] \\ &= \Lambda_0 + C'[\Lambda_0 + (\Lambda_0 + C'\Lambda_0)] = \Lambda_0(1 + C')^2 \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

Donc, la $j^{ième}$ période est définie enfin :

$$\Lambda_j = \Lambda_0(1 + C')^{j-1} \quad (\text{II.9})$$

On constate qu'il existe une relation parmi les périodes adjacentes, autrement dit, c'est une série géométrique. Figure 2.2 montre schématiquement le processus de dérivation. Le coefficient constant de la série géométrique est $q = 1 + C'$, on peut alors obtenir aussi la longueur du réseau de la première période à la $N^{ième}$ période, qui est donnée dans l'équation (II.10).

$$z_N = \frac{\Lambda_0 - \Lambda_0(1 + C')^N}{1 - (1 + C')} = \frac{\Lambda_0(1 + C')^N - \Lambda_0}{C'} \quad (\text{II.9})$$

Donc, si l'on connaît le chirp, la première période et la largeur de la bande passante du réseau, on peut calculer la longueur du réseau ainsi que le nombre de période. On peut donc simuler les réponses spectrales plus facilement. En utilisant la méthode TMM, on n'a pas besoin de l'équation de phase (II.1), on n'emploie que l'équation (II.9) pour calculer chaque période, et puis on multiplie toutes les matrices. La méthode de matrice de transfert est l'approche la plus facile pour modéliser et simuler un réseau ou une pile de couches fines non-uniformes.

II.2 Cavité résonante continuum

Le Filtre optique joue un rôle important pour le développement rapide des systèmes de multiplexage dense en longueur d'onde (DWDM). Ce n'est pas seulement le simple concept sur le multi/démultiplexeur optique, mais elle est appliquée dans de nombreuses autres catégories aussi, telles que le multiplexeur d'insertion-extraction optique (OADM), le filtre d'égaliseur de gain (GFF, Gain Flattening Filter), et un verrouilleur d'onde (WL, Wave Locker).

On a donc besoin d'un filtre avec faible perte, sommet plat, bord abrupt et réjection optique haute dans la bande C (1520 nm – 1570 nm) pour répondre aux contraintes du marché. Pour réaliser un filtre optique avec de telles caractéristiques, une conception de la cavité résonante spéciale est proposée dans ce chapitre. La cavité est constituée d'un miroir d'un côté et d'une fibre à réseau de Bragg à pas variable linéairement de l'autre côté.

II.2.1 Conception de la cavité

Le filtre de la cavité continuum, représenté sur Figure 2.3, est constitué d'une fibre terminée par une facette de réflectivité haute du côté gauche, et du côté droit par un réseau de Bragg photo-induite à pas variable linéairement dans la fibre. On peut donc réécrire l'équation (I.1) au cas de la cavité formée entre un miroir et réseau de Bragg chirpé. Dans

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

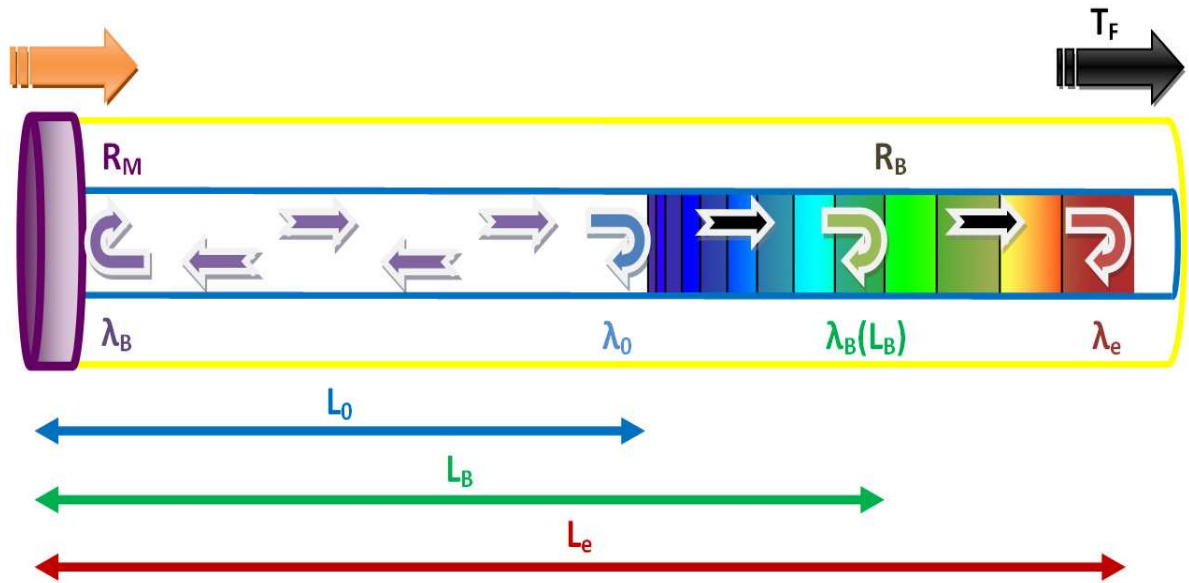


Figure 2.3 : Présentation schématique du filtre de la cavité continuum.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

ce cas-là, la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau au point donné L_B est représentée par :

$$\lambda(L_B) = 2n_{eff}\Lambda(L_B) \quad (\text{II.10})$$

avec,

$$L_B = L_0 + L(\lambda_B) \quad (\text{II.11})$$

où $\Lambda(L_B)$ et $\lambda(L_B)$ sont la période de réseau et la longueur d'onde de Bragg λ_B à la distance L_B du premier miroir, respectivement. L_0 est la longueur de la cavité, qui est ajustée pour obtenir la condition Continuum. $L(\lambda_B)$ est la longueur de pénétration de l'onde dans la cavité correspondant à la longueur d'onde de Bragg.

Les conditions d'oscillation dans la cavité résonante de la fibre sont définies par leur phase et amplitude. Afin d'osciller, le mode longitudinal doit être proche de la longueur d'onde de Bragg λ_B et avoir un déphasage de 2π après un aller-retour dans la cavité. Donc les équations (II.12) et (II.13) montrent les conditions d'oscillation en phase :

$$n_0 L_0 + n_{eff} L(\lambda_0) = P_0 \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{II.12})$$

$$n_0 L_0 + n_{eff} L(\lambda_e) = P_e \frac{\lambda_e}{2} \quad (\text{II.13})$$

où λ_0 et λ_e sont les longueurs d'onde de Bragg réfléchies par la première et dernière période du réseau, respectivement. P_0 et P_e sont les nombres entiers du mode longitudinal pour λ_0 et λ_e , respectivement. n_0 est l'indice de réfraction sans perturbation entre miroir et réseau chirpé dans la fibre. L_0 est la longueur de la cavité continuum, elle est regardée également comme la cavité effective d'oscillation pour la longueur d'onde réfléchie par la première période du réseau.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

Idéalement, si la longueur d'onde du mode longitudinal et la longueur d'onde de Bragg se développent simultanément, il est possible de parvenir aux conditions d'oscillation. Donc, il est nécessaire d'appliquer un réseau de Bragg à pas variable linéairement comme un groupe de miroirs pour générer d'une manière continue les longueurs d'onde d'oscillation qui correspondent aux longueurs d'onde de Bragg. Et quant aux longueurs d'onde, qui ne sont pas dans la bande de réflexion du réseau de Bragg elles se propagent directement en sortant du réseau sans réflexion ni oscillation.

Afin d'obtenir le spectre continuum à la sortie du côté du réseau, le numéro du mode longitudinal P est identique pour toutes les longueurs d'onde qui oscillent dans la cavité [38-40]. Donc on a :

$$P_0 = P_e = P = Cste \quad (II.14)$$

Par conséquent, des équations (II.2) et (II.10)-(II.13), on obtient la condition d'oscillation continuum et le numéro du mode longitudinal pour cette structure de cavité, les équations correspondantes sont représentées respectivement ci-après :

$$L_0 = \frac{n_{eff}\lambda_0}{n_0 C} \quad (II.15)$$

$$P = \frac{2n_{eff}}{C} \quad (II.16)$$

Figure 2.3 représente le schéma du filtre. On observe que, en fait, la longueur de la cavité résonante est différente pour chaque longueur d'onde oscillant à cause de la longueur de pénétration de la cavité. La Figure 2.4 montre la relation entre le chirp C et la longueur de la cavité continuum L_0 conformément à II – 15.

Vu que $\Delta n' \ll n_{eff}$ pour la fibre à réseau de Bragg, $n_0 \cong n_{eff}$ dans la cavité. On suppose que n_{eff} est identique dans la région de la fibre avec ou sans réseau.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

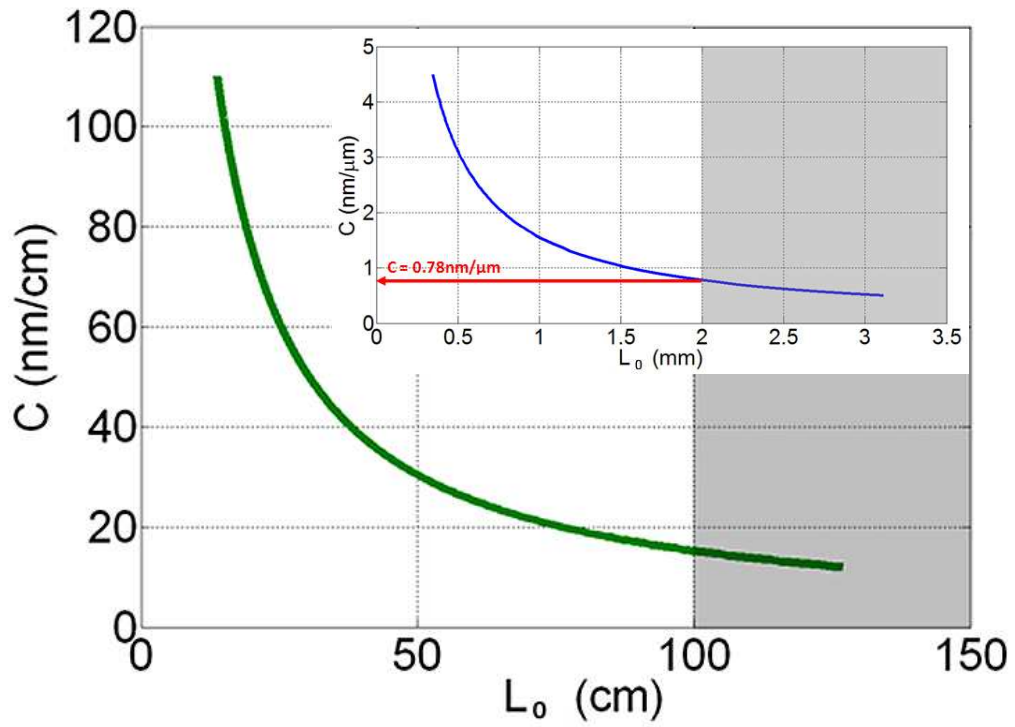


Figure 2.4 : Chirp du réseau de Bragg en fonction de la longueur de la cavité. La figure insérée est pour la cavité intégrée sur InP.

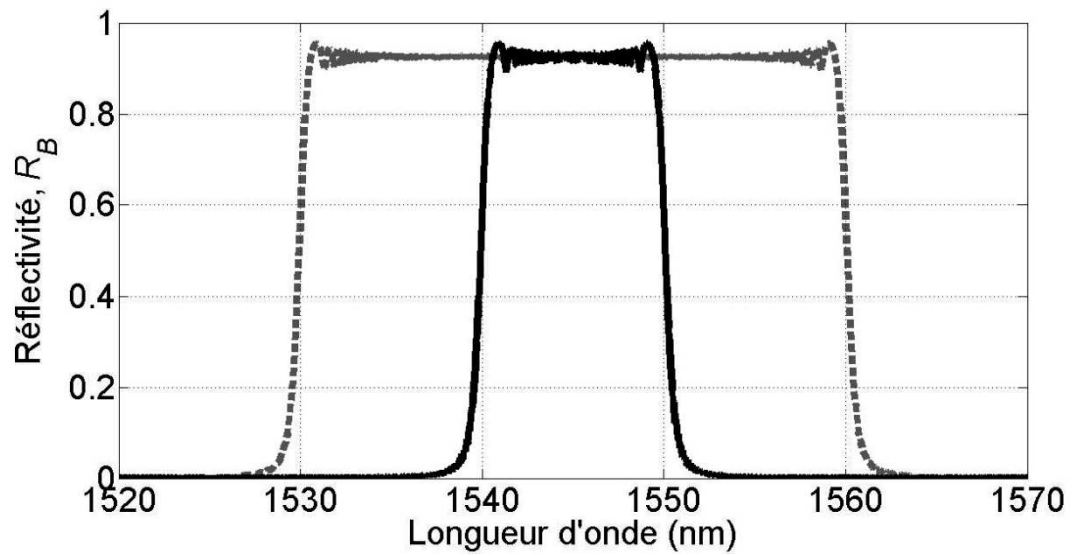


Figure 2.5 : Réflectivité du réseau chirpé, $C = 10$ nm/cm.

— $\Delta\lambda_B = 10$ nm (noir)
 - - - $\Delta\lambda_B = 30$ nm (gris)

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

La réflectivité du réseau chirpé est approximativement constante sur toute la gamme spectrale de réflexion, définie entre λ_0 et λ_e . Figure 2.5 montre la réflectivité du réseau chirpé avec différentes largeurs de la bande passante. Autour de cette gamme spectrale, l'oscillation de résonance peut être exprimée par l'équation suivante :

$$L_B = P \frac{\lambda_B}{2n_{eff}} \quad (\text{II.17})$$

On suppose aussi dans l'équation (II.17) qu'à une distance donnée L_B , il n'y a que la lumière $\lambda_B(L_B)$ qui est réfléchiée. Donc la condition d'oscillation continuum est obtenue en supposant que toutes les longueurs d'onde ont la même condition de résonance dans la bande spectrale du réseau chirpé. En d'autres termes, cela signifie que dans cette gamme spectrale, l'équation (II.17) est maintenue avec une constante P [38]. Les expressions suivantes peuvent être donc déduites de la condition d'oscillation continuum et dérivées de l'équation (II.17),

$$C = \frac{d\lambda_B}{dL_B} = \frac{2n_{eff}}{P} = \frac{\lambda_0}{L_0} = \frac{\lambda_e}{L_e} = \frac{\lambda_e - \lambda_0}{L_e - L_0} = \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta L_B} = Cste \quad (\text{II.18})$$

où $\Delta\lambda_B$ est la bande passante de réflexion. $\Delta L_B = L$, c'est la longueur totale du réseau chirpé. Dans le Tableau 3, on résume les valeurs de ces paramètres calculés par l'équation (II.18) pour une structure avec $n_{eff} = 1.5$, $\lambda_0 = 1530$ nm, et $\Delta\lambda_B = 30$ nm. Dans cette gamme spectrale, la période du réseau varie de 510 à 520 nm.

Tableau 3 : Relations entre chirp et longueur de la cavité continuum

C (nm/cm)	L_0 (cm)	L_e (cm)	ΔL_B (cm)
1	1530	1560	30
10	153	156	3
100	15.3	15.6	0.3

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

Selon la Figure 2.4 et le Tableau 3, on conclut que plus le paramètre de chirp C est élevé, plus la longueur de la cavité L_0 est courte. Une valeur typique de chirp utilisée dans la fibre est de 10 nm/cm , cette valeur conduit à une longueur de la cavité d'environ 1.5 m .

II.2.2 Méthodes de modélisation

L'approche de la cavité continuum est basée sur la méthode de matrice de transfert. On présente les modélisations dans deux cas différents.

II.2.2.1 Cas idéal

De la cavité de Fabry-Pérot formée par deux miroirs simples [41], on a deux équations normales pour présenter la réflectivité r_{FP} et la transmission t_{FP} , qui sont montrées ci-dessous, respectivement :

$$r_{FP} = \frac{r_1 - r_2 e^{i \frac{4\pi n_{FP} L_{FP}}{\lambda}}}{1 - r_1 r_2 e^{i \frac{4\pi n_{FP} L_{FP}}{\lambda}}} \quad (\text{II.19})$$

$$t_{FP} = \frac{t_1 t_2 e^{i \frac{2\pi n_{FP} L_{FP}}{\lambda}}}{1 - r_1 r_2 e^{i \frac{4\pi n_{FP} L_{FP}}{\lambda}}} \quad (\text{II.20})$$

où r_1 et r_2 sont les réflectivités du premier miroir et du deuxième miroir respectivement, t_1 et t_2 sont les transmissions du premier miroir et du deuxième miroir respectivement. n_{FP} est l'indice de réfraction dans la cavité, et L_{FP} est la longueur de la cavité Fabry-Pérot. Figure 2.6 montre schématiquement une cavité résonante de Fabry-Pérot.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

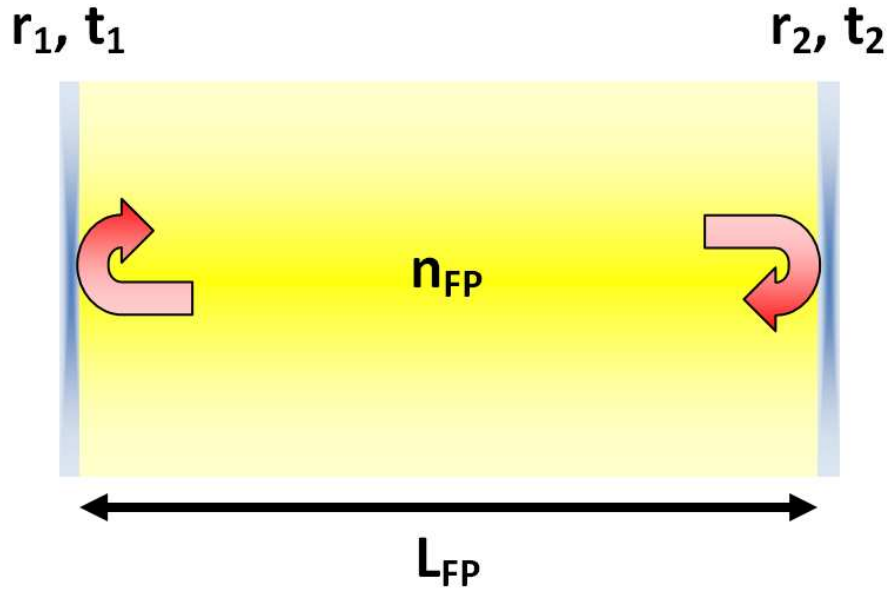


Figure 2.6 : Présentation schématique de la cavité résonante Fabry-Pérot.

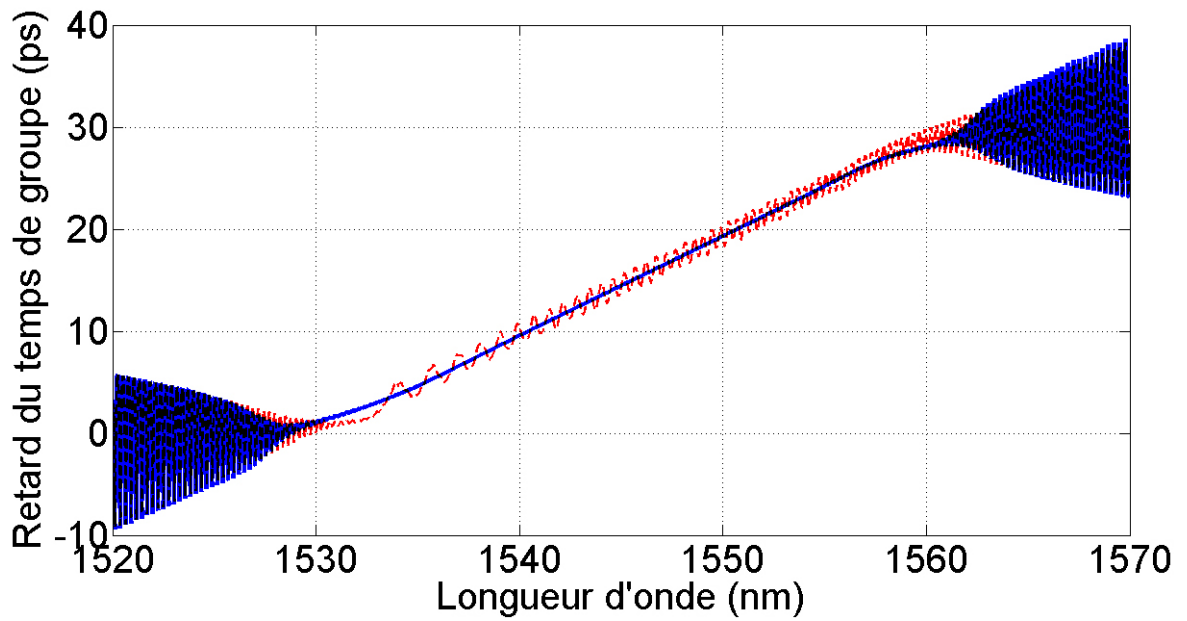


Figure 2.7 : Retard du temps en fonction de la longueur d'onde, $C = 100 \text{ nm/cm}$, $L = 0.3 \text{ cm}$.

— En apodisation (bleu)
- - - Sans apodisation (rouge)

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

En utilisant la méthode de matrice de transfert, on peut aussi calculer la réflectivité et la transmission à l'aide des conditions aux limites. Donc, l'équation suivante peut exprimer la matrice de la cavité Fabry-Pérot :

$$[\mathbf{T}_{FP}] = [\mathbf{Mir}_1] \begin{bmatrix} e^{-i\frac{2\pi n_{FP} L_{FP}}{\lambda}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{2\pi n_{FP} L_{FP}}{\lambda}} \end{bmatrix} [\mathbf{Mir}_2] \quad (\text{II.21})$$

où $[\mathbf{Mir}_1]$ et $[\mathbf{Mir}_2]$ représentent les matrices du miroir gauche et droite, respectivement, elles sont données ci-après :

$$[\mathbf{Mir}_1] = \begin{bmatrix} \frac{1}{t_1} & \frac{r_1}{t_1} \\ r_1 & 1 \\ \frac{r_1}{t_1} & 1 \\ \frac{1}{t_1} & \frac{r_1}{t_1} \end{bmatrix} \quad (\text{II.22})$$

$$[\mathbf{Mir}_2] = \begin{bmatrix} \frac{1}{t_2} & -\frac{r_2}{t_2} \\ t_2 & -\frac{r_2}{t_2} \\ \frac{r_2}{t_2} & 1 \\ -\frac{r_2}{t_2} & \frac{1}{t_2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.23})$$

Et puis, on applique finalement les équations (I.63) et (I.64) afin d'obtenir les résultats simulés sur la réflexion et la transmission.

En substituant le miroir à droite au réseau de Bragg à pas variable linéairement ainsi qu'utilisant la condition continuum (II.15) ou (II.18), la structure de cavité devient comme celle de la Figure 2.3. On peut donc calculer les réponses spectrales en employant le même principe, on a :

$$[\mathbf{T}_{ctm}] = [\mathbf{M}_M][\mathbf{Ph}_0][\mathbf{Ph}_B][\mathbf{M}_B] \quad (\text{II.24})$$

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

où les matrices $[M_M]$, $[Ph_0]$, $[Ph_B]$ et $[M_B]$ sont celle du miroir, celle de la cavité continuum, celle de la phase d'aller-retour dans le réseau et celle des miroirs de Bragg en module, elles sont représentées comme :

$$[M_M] = \begin{bmatrix} \frac{1}{t_M} & \frac{r_M}{t_M} \\ \frac{r_M}{t_M} & \frac{1}{t_M} \end{bmatrix} \quad (\text{II.25})$$

$$[Ph_0] = \begin{bmatrix} e^{-i\frac{2\pi n_0 L_0}{\lambda}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{2\pi n_0 L_0}{\lambda}} \end{bmatrix} \quad (\text{II.26})$$

$$[Ph_B] = \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\pi \tau c}{\lambda}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi \tau c}{\lambda}} \end{bmatrix} \quad (\text{II.27})$$

$$[M_B] = \begin{bmatrix} \frac{1}{|t_B|} & -\frac{|r_B|}{|t_B|} \\ -\frac{|r_B|}{|t_B|} & \frac{1}{|t_B|} \end{bmatrix} \quad (\text{II.28})$$

où c est la vitesse de la lumière, et τ est le temps d'aller-retour dans le réseau pour certaine longueur d'onde. Normalement, cette valeur-là vient du temps de retard (I.65). Figure 2.7 montre le temps de retard pour certain réseau chirpé. Dans le cas idéal, on prend la valeur suivante [42] :

$$\tau(\lambda) = \frac{2n_{eff}L(\lambda)}{c} \quad (\text{II.29})$$

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

L'idée de cette méthode de modélisation convient complètement à la conception de la cavité continuum. On calcule tout d'abord le réseau chirpé en utilisant la méthode de matrice de transfert, on obtient la réflectivité, la transmission et le temps d'aller-retour dans le réseau. Et puis, on reconstruit la cavité continuum par TMM. Enfin, on a la transmission de la cavité continuum. Dans ce cas-là, le réseau à pas variable linéairement est regardé comme un groupe de miroirs ayant les phases d'aller-retour différentes pour chaque longueur d'onde, il est représenté par les termes $[Ph_B][M_B]$.

II.2.2.2 Cas réel

Idéalement, on suppose que chaque période de réseau $\Lambda(L_B)$ ne réfléchit qu'une longueur d'onde correspondant à cette période. Pourtant, à cause du phénomène de Fresnel, il existe toujours une réflexion à l'interface entre deux milieux différents pour toutes les longueurs d'onde. Seule la longueur d'onde, convenant à la condition de Bragg dans l'équation (I.1) ou (II.10), possède une forte réflexion à cause des interférences constructives induites par les réflexions multiples. Par contre, la longueur d'onde qui ne correspond pas à une des périodes dans le réseau a une réflexion très faible.

Pour le cas réel, on modélise la cavité par la méthode de matrice de transfert également, mais on multiplie directement la matrice du miroir gauche jusqu'à celle de la dernière période de réseau pour calculer la transmission du filtre. La longueur de la cavité est obtenue en appliquant la condition d'oscillation continuum. L'équation (II.24) devient :

$$[T_{ctm}] = [M_M][Ph_0] [\Lambda_1][\Lambda_2] \dots [\Lambda_N] \quad (II.30)$$

II.2.2.3 Réseau de Bragg en apodisation

L'apodisation des réseaux peut considérablement améliorer le rapport de suppression des lobes latéraux non seulement pour le réseau uniforme mais aussi pour le réseau non-uniforme. L'apodisation dans un réseau indique que la modification de l'indice de réfraction est modulée à chaque période le long de la direction de propagation du réseau, de ce fait elle réduit les réflexions du réseau induites par les modes latéraux. Du point de

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

vue mathématique, la fonction de modulation de l'indice de réfraction du réseau est multipliée par une fonction de fenêtre. Il est très important de minimiser et, si possible, éliminer la réflexion des lobes secondaires [43].

L'effet de l'apodisation dans les modèles du réseau de Bragg peut être représenté par une fonction de z , $g(z)$ dans l'indice de réfraction [44]. L'indice de réfraction d'un réseau de Bragg apodisé peut être écrit comme :

$$n(x, y, z) = n(z) = n_0 + \delta n_0 + \delta n(z) g(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \varphi(z)\right) \quad (\text{II.31})$$

A partir de l'équation (I.5), $g(z)$ est la fonction d'apodisation. Si $g(z) = 1$, c'est un réseau non-apodisé. Le coefficient de couplage du réseau de Bragg apodisé est donné dans l'équation (I.18) ou (I.55), on peut donc résoudre les réponses spectrales par TMM.

Plusieurs fonctions d'apodisation ont été utilisées dans le programme de simulation. On peut également définir des types de fonctions arbitraires.

Les fonctions d'apodisation qui peuvent être appliquées dans les simulations sont listées ci-après [45] :

Réseau non-apodisé :

$$g(z) = 1 \quad (\text{II.32})$$

Profil de la fonction de Sinus [45] :

$$g(z) = \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) \quad (\text{II.33})$$

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

Profil de la fonction de Sinc [45] :

$$g(z) = \text{sinc}^A \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{2}{FWHM} \left(z - \frac{L}{2} \right) \right]^B \right\} \quad (\text{II.34})$$

où A et B sont les coefficients de la fonction Sinc, on prend les valeurs $A = B = 1$.

Profil de la fonction de Cosinus surélevé [46] :

$$g(z) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\frac{\pi}{FWHM} \left(z - \frac{L}{2} \right) \right] \right\} \quad (\text{II.35})$$

Profil de la fonction de Hamming :

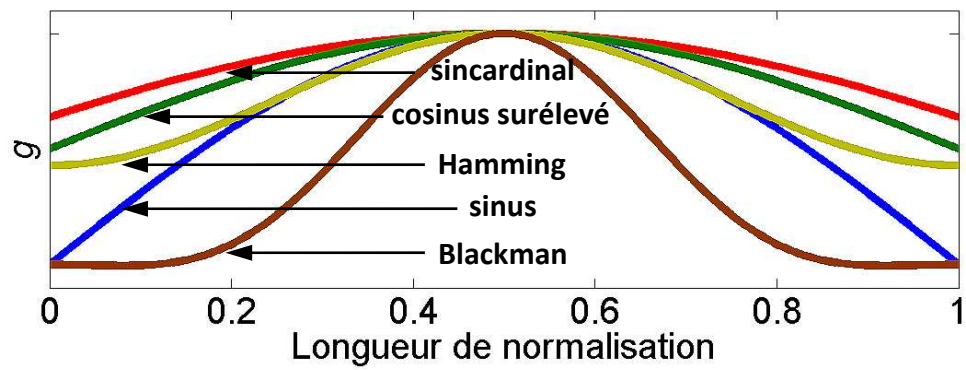
$$g(z) = \frac{1 + \chi \cos \left[\frac{2\pi \left(z - \frac{L}{2} \right)}{FWHM} \right]}{1 + \chi} \quad (\text{II.36})$$

Profil de la fonction de Blackman :

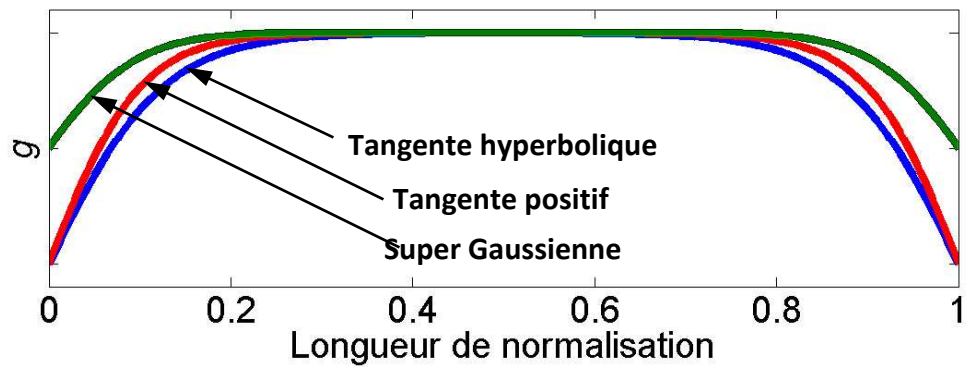
$$g(z) = \frac{1 + (1 + \chi) \cos \left[\frac{2\pi \left(z - \frac{L}{2} \right)}{FWHM} \right] + \chi \cos \left[\frac{4\pi \left(z - \frac{L}{2} \right)}{FWHM} \right]}{2(1 + \chi)} \quad (\text{II.37})$$

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable



(a)



(b)

Figure 2.8 : Profils des fonctions d'apodisation différentes.

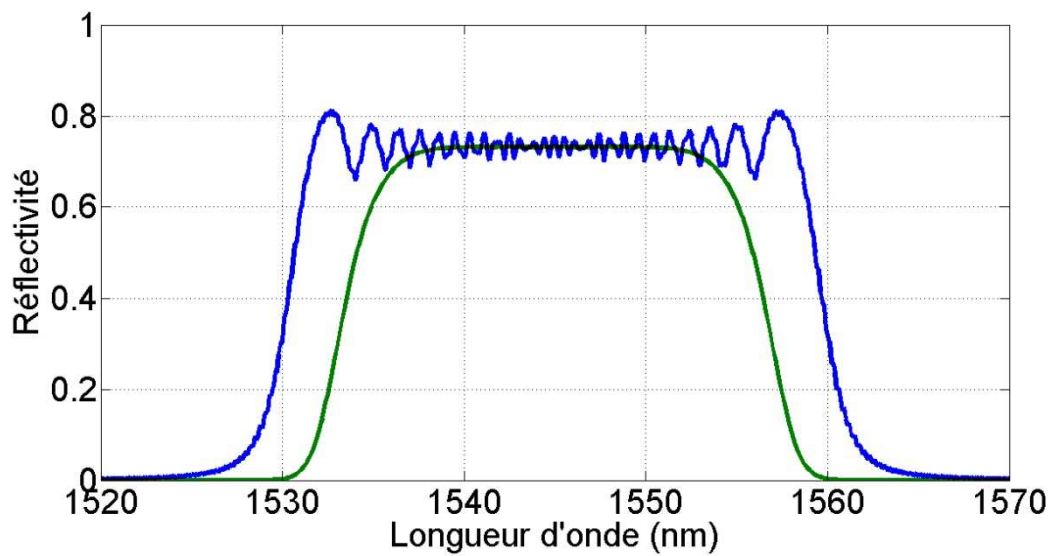


Figure 2.9 : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde, $C = 100 \text{ nm/cm}$, $L = 0.3 \text{ cm}$. Sans apodisation (bleu). Avec une apodisation super Gaussienne (vert).

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

Profil de la fonction de Tangente hyperbolique [47] :

$$g(z) = \frac{\tanh \left[\chi \left(1 - 2 \left| \frac{z - \frac{L}{2}}{L} \right| \right) \right]}{\tanh(\chi)} \quad (\text{II.38})$$

Profil de la fonction de Tangente positif [48, 49] :

$$g(z) = \begin{cases} \tanh \left[\frac{\beta(-z)}{L} \right] & z \in \left[0, \frac{L}{2} \right] \\ \tanh \left[\frac{\beta(z-L)}{L} \right] & z \in \left[\frac{L}{2}, L \right] \end{cases} \quad (\text{II.39})$$

où β détermine le profil de la pente, qui fournit un moyen efficace de contrôler les caractéristiques du réseau de Bragg apodisé.

Profil de la fonction Super Gaussienne [50] :

$$g(z) = \exp \left\{ -\ln 2 \left[\frac{2 \left(z - \frac{L}{2} \right)}{FWHM} \right]^{2m} \right\} \quad (\text{II.40})$$

où $FWHM$ (Full Width at Half Maximum) est la largeur à mi-hauteur, m est le nombre d'ordre Gaussien. Si $m = 1$, c'est une fonction Gaussienne, si $m > 1$, elle devient une fonction Super Gaussienne dont le sommet de spectre est plan.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

La Figure 2.8 présente schématiquement les profils d'apodisation dans lesquels la longueur est normalisée. En modifiant les paramètres des fonctions de tangente hyperbolique, de tangente positif et de super Gaussienne, on arrive à obtenir le profil ayant le sommet plat, Figure 2.8 (b). Toutes les apodisations montrées dans Figure 2.8 (a) ne peuvent pas optimiser un réseau de Bragg afin d'avoir un sommet plat et des bords abrupts. Figure 2.9 présente les résultats de réflectivité d'un réseau de Bragg chirpé sans apodisation et en apodisation. La réponse spectrale devient beaucoup plus lisse quand le réseau est apodisé. En outre, le temps de retard du réseau chirpé devient plus linéaire également, Figure 2.7. Il y a moins de fluctuations sur le temps de retard. C'est plus avantageux de construire une cavité continuum à l'aide de l'apodisation.

Dans la suite des travaux de simulation, on n'applique que l'apodisation super Gaussienne, parce que la largeur de la bande passante peut être contrôlée en plus de lisser le spectre. Cette largeur doit être normalement variable de 1 nm à 30 nm dans la bande C.

II.2.3 Simulations numériques et caractéristiques

L'objectif est de concevoir un filtre optique ayant idéalement une forme carrée. Le réseau chirpé est utilisé comme un groupe de miroirs qui reflète certaines longueurs d'onde dans une bande de Bragg. Donc on doit connaître les caractéristiques du réseau chirpé, par exemple, la réflectivité. Le coefficient de couplage κ peut être ajusté pour contrôler la réflectivité maximum au milieu de la bande de réflexion. On modifie κ pour que la réflectivité du réseau atteigne la même réflectivité que celle du miroir, et ainsi la transmission du filtre proche de l'unité.

En plus du coefficient de couplage, il y a des autres paramètres entrés dans la simulation, par exemple, la valeur du chirp C , la longueur du réseau chirpé L ainsi que la réflectivité du miroir R_M . Ils peuvent influencer sur les résultats de simulation tels que la réflectivité du réseau R_B , la transmission du filtre T_F , la réjection optique du filtre τ_F , et la largeur à -3dB de la bande passante de transmission $\Delta\lambda_F$.

En outre, on observe que la largeur de la bande passante peut être également changée par apodisation. Autrement dit, l'apodisation super Gaussienne joue un rôle important non seulement pour lisser le spectre mais aussi pour varier la largeur de la bande passante.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

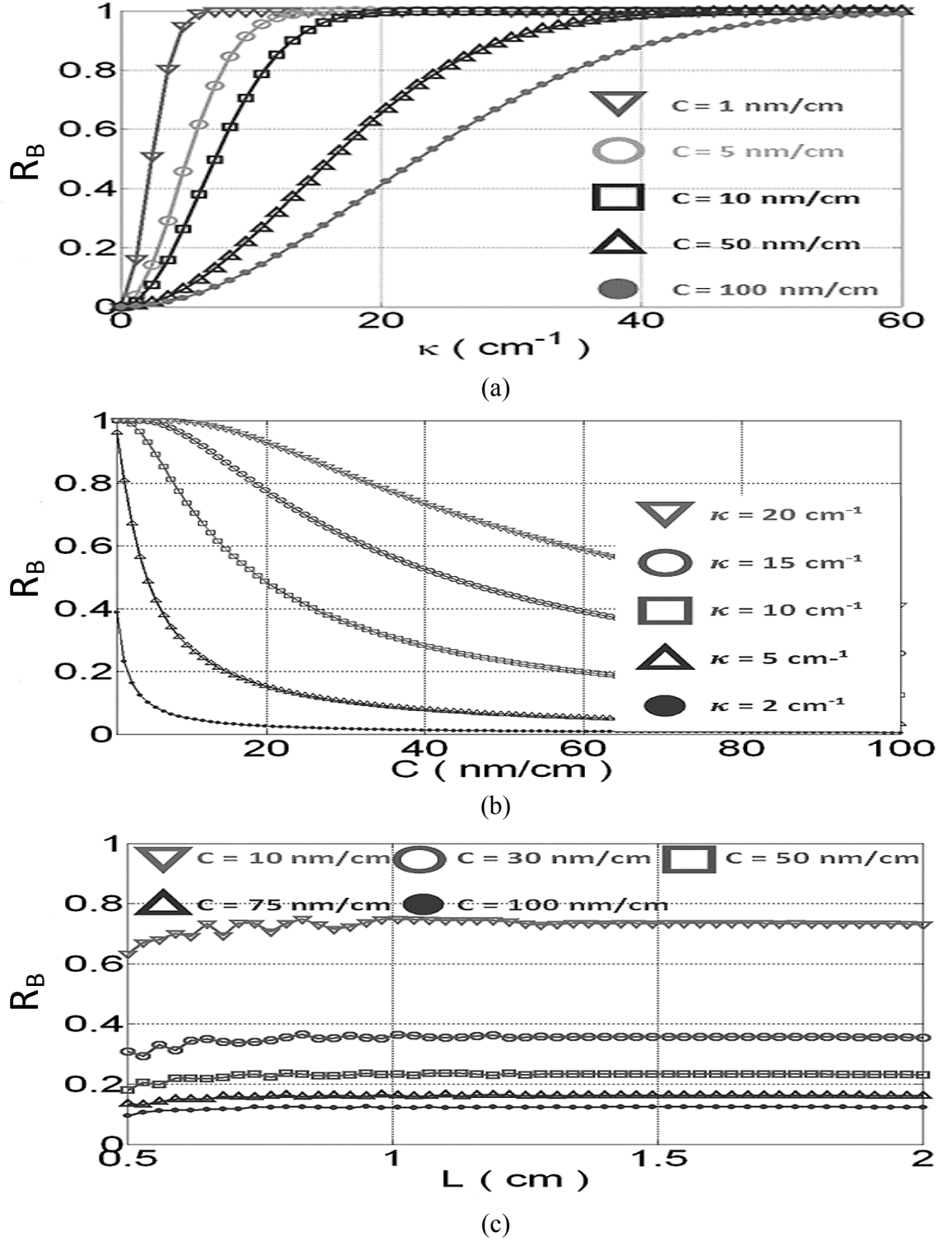


Figure 2.10 : Fibre à réseau de Bragg chirpé (a) R_B en fonction de κ , $\lambda_{ctr} = 1545$ nm, $L = 1$ cm; (b) R_B en fonction de C , $\lambda_{ctr} = 1545$ nm, $L = 1$ cm; (c) R_B en fonction de L , $\lambda_{ctr} = 1545$ nm, $\kappa = 10$ cm^{-1} .

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

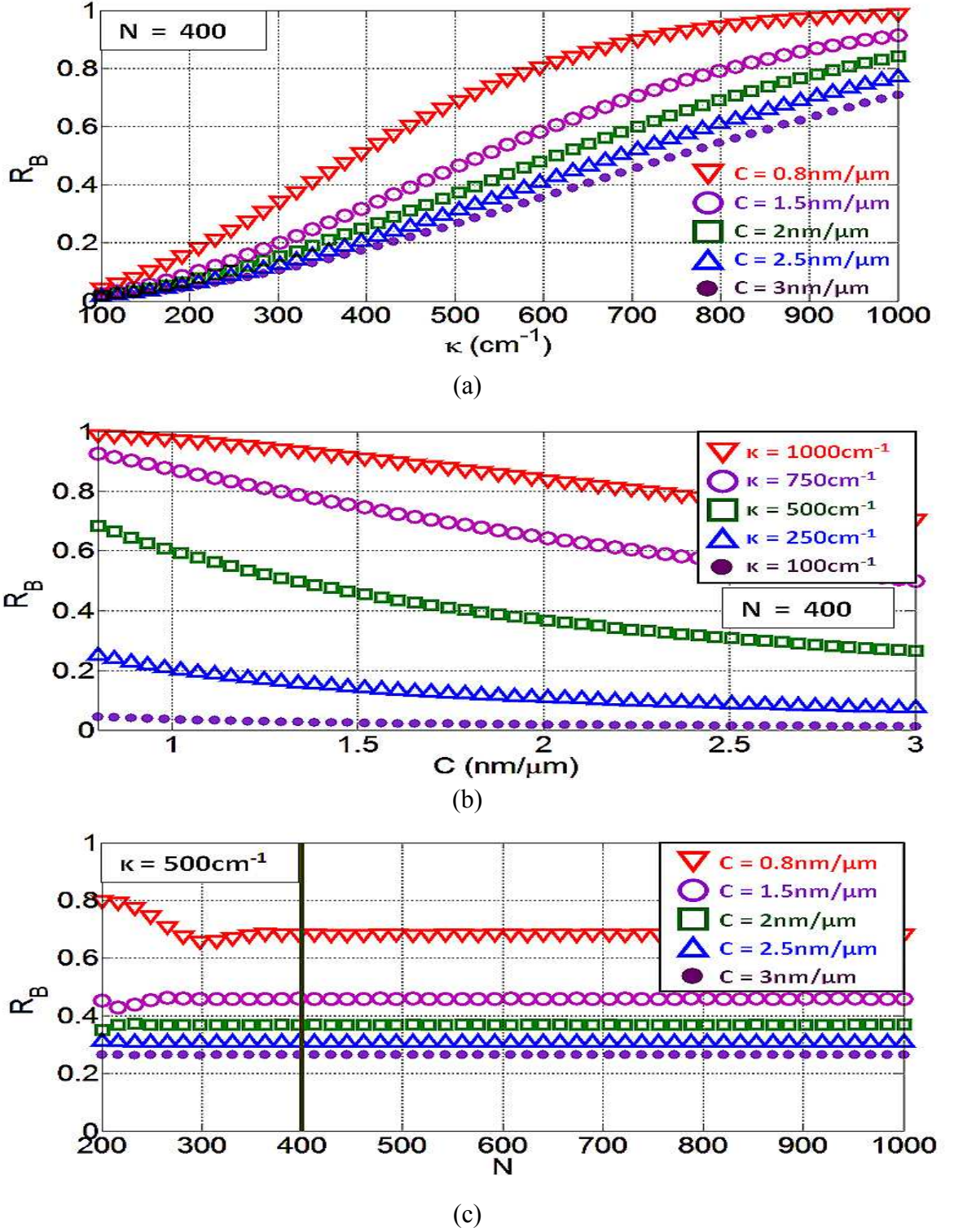


Figure 2.11 : Bragg chirpé sur InP (a) R_B en fonction de κ , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $N = 400$; (b) R_B en fonction de C , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $N = 400$ (c) R_B en fonction de N , $\lambda_{ctr} = 1545 \text{ nm}$, $\kappa = 500 \text{ cm}^{-1}$.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

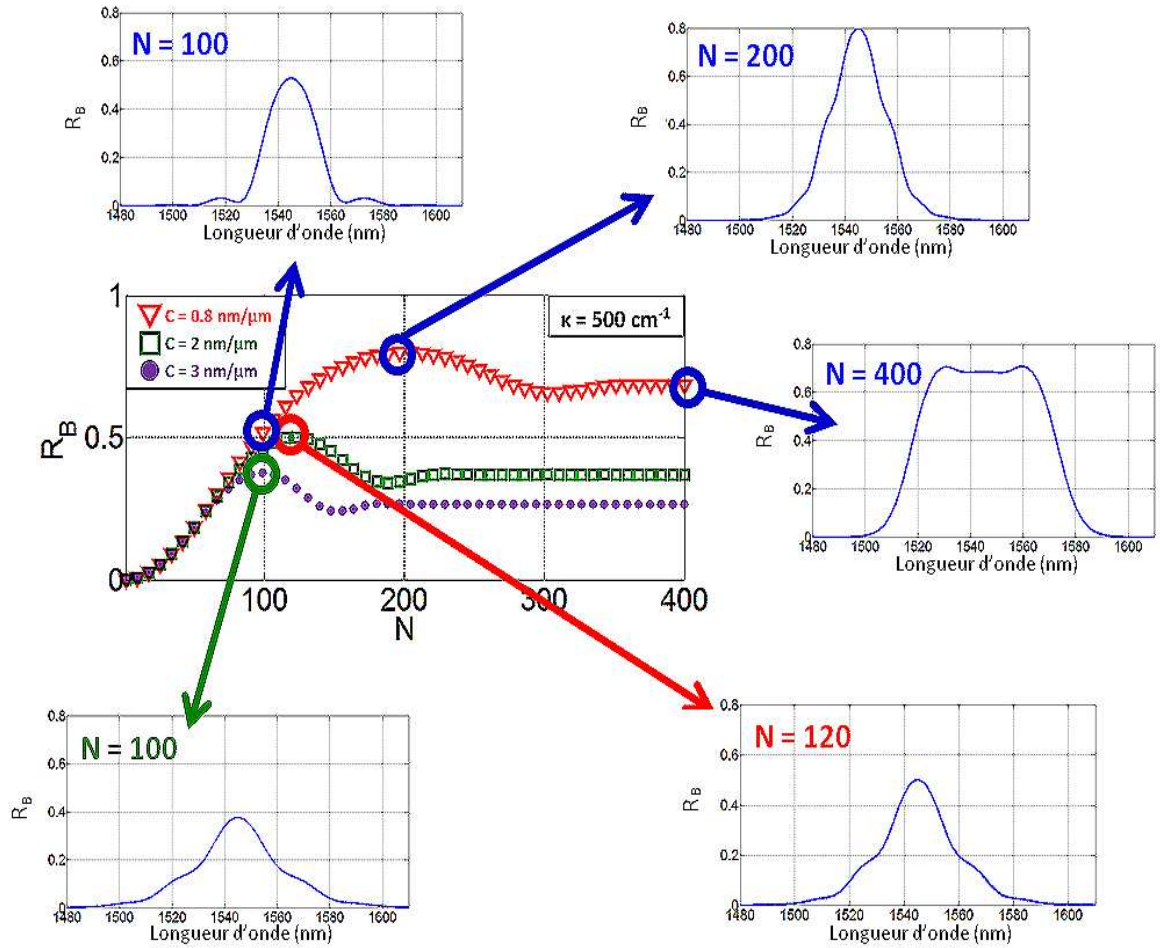


Figure 2.12 : Réflectivité du réseau R_B en fonction du nombre de période N ainsi que les spectres correspondants aux différentes valeurs du nombre de période.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

II.2.3.1 Réseau de Bragg à pas variable

Nous étudions dans ce paragraphe la simulation d'un réseau de Bragg chirpé dans deux configurations technologiques différentes. Dans le premier cas, il s'agit de réseau de Bragg photo inscrits dans une fibre optique. Les valeurs de chirp réalisables avec les technologies actuelles sont autour de 10 à 100nm/cm. Les longueurs de cavité pour la condition continuum sont alors de quelques cm à quelques dizaines de cm ; ce qui au vu des faibles pertes présentes dans la fibre optique ne pose pas de problème. A l'opposé, dans le deuxième cas, le réseau est fabriqué dans un guide InP. Les cavités ne peuvent excéder quelques centaines de μm dans ce cas. Il faut donc que les valeurs de chirp soient autour de quelques nm/ μm . Figure 2.10 et Figure 2.11 montrent respectivement les caractéristiques pour la fibre à réseau de Bragg chirpé et le réseau intégré sur InP.

La réflectivité au centre du spectre pourrait être contrôlée en faisant varier le coefficient de couplage κ (cm^{-1}), défini dans [37]. Les Figure 2.10 (a) et Figure 2.11 (a) montrent la relation entre le coefficient de couplage κ et la réflectivité R_B avec les valeurs de chirp comme variables. On observe que plus le chirp est faible, plus rapidement la réflectivité du réseau arrive à la saturation. En outre, si on veut obtenir la même réflectivité pour une longueur de réseau identique, on doit augmenter le coefficient de couplage pour une valeur de chirp plus élevée.

Les Figure 2.10 (b) et Figure 2.11 (b) montrent les relations entre le chirp et la réflectivité du réseau avec les coefficients de couplage comme paramètres pour une même longueur de réseau et un même nombre de période pour le réseau sur fibre (Figure 2.10 (b)) et intégré sur InP Figure 2.11 (b). La réflectivité du réseau R_B diminue avec l'augmentation du chirp C .

Dans la Figure 2.10 (c) et Figure 2.11 (c), on constate que, si la longueur de réseau $L \geq 1 \text{ cm}$ pour le réseau dans la fibre et le nombre de période $N \geq 400$ pour le réseau intégré sur InP, alors la réflectivité R_B reste constante, en d'autres termes, la longueur de réseau n'a aucune influence sur la réflectivité.

Quant à la largeur de bande passante, cela dépend de la valeur C , la longueur totale de réseau L et l'apodisation. Pour une conception d'un réseau sans apodisation, elle s'exprime approximativement par l'équation suivante :

$$\Delta\lambda_B \approx CL \tag{II.41}$$

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

où $\Delta\lambda_B$ est la largeur de la bande de réseau chirpé. Par conséquent, on peut modifier soit C soit L afin d'obtenir la bande passante voulue.

En pratique, il est plus facile d'utiliser le nombre de période au lieu de la longueur de réseau. On observe que, si le nombre de période N est supérieur à 400, la réflectivité reste à peu près constante. Mais on se concentrera au cas où N est inférieur à 400 pour voir ce qui se passera pour les valeurs de chirp variable.

Il s'agit de la réflectivité en fonction du nombre de période dans la Figure 2.12, où N est inférieur à 400. On voit qu'il y a quelques fluctuations pour les différentes valeurs de chirp. Avant que la réflectivité ne soit stable et régulière, il existe un nombre de période minimum pour chaque valeur de chirp.

II.2.3.2 Filtre optique à base de cavité continuum

Dans une cavité Fabry-Pérot avec deux miroirs simples, on sait que, si les coefficients de réflexion des deux réflecteurs sont symétriques, la transmission de ce filtre est de 1 pour les modes résonants de la cavité (Fonction d'Airy). Par conséquent, dans notre structure à cavité continuum, on doit faire pour que la réflectivité du réseau soit identique à celle du miroir R_M . Avec la condition d'oscillation continuum, toutes les longueurs d'onde résonante sur la bande passante peuvent se propager d'une manière continue du côté du réseau.

La Figure 2.13 montre des résultats de calcul de transmission de filtre réalisé avec des fibres pour $C = 100 \text{ nm/cm}$. R_M est la réflectivité du miroir et R_B est la réflectivité du réseau. Si $R_M > R_B$, le spectre dans la bande passante est monotone, mais le sommet n'est pas de 1. Si $R_M < R_B$, le spectre se déforme, la réflectivité dans la bande passante tombe et devient moins élevée que celle au bord du spectre. Si $R_M = R_B$, le sommet du spectre atteint 1, mais le bord avec une réflectivité élevée est beaucoup plus abrupt que celui avec une réflectivité faible. Quoi qu'il en soit, avec la condition d'oscillation continuum, la phase effective d'aller-retour est constante et nulle sur la bande de longueur d'onde où la condition continuum est respectée [39, 40]. Cette phase est

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

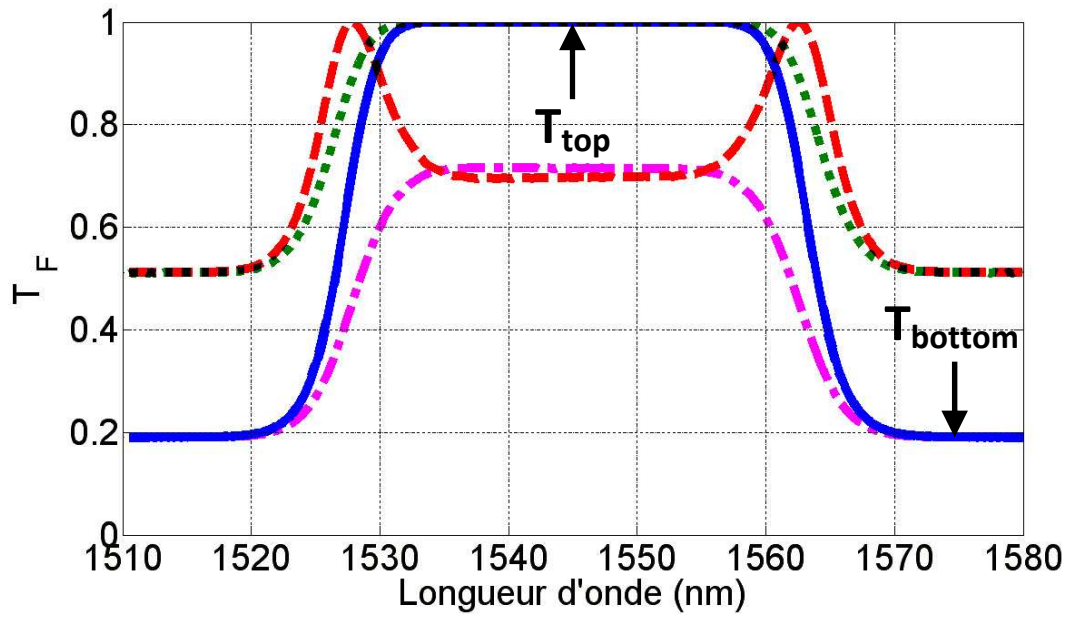


Figure 2.13 : Transmission du filtre de la cavité continuum en fonction de la longueur d'onde. $C = 100$ nm/cm, $L = 0.5$ cm, en apodisation de Super Gaussienne avec $FWHM = 0.8L$ et $m = 4$.

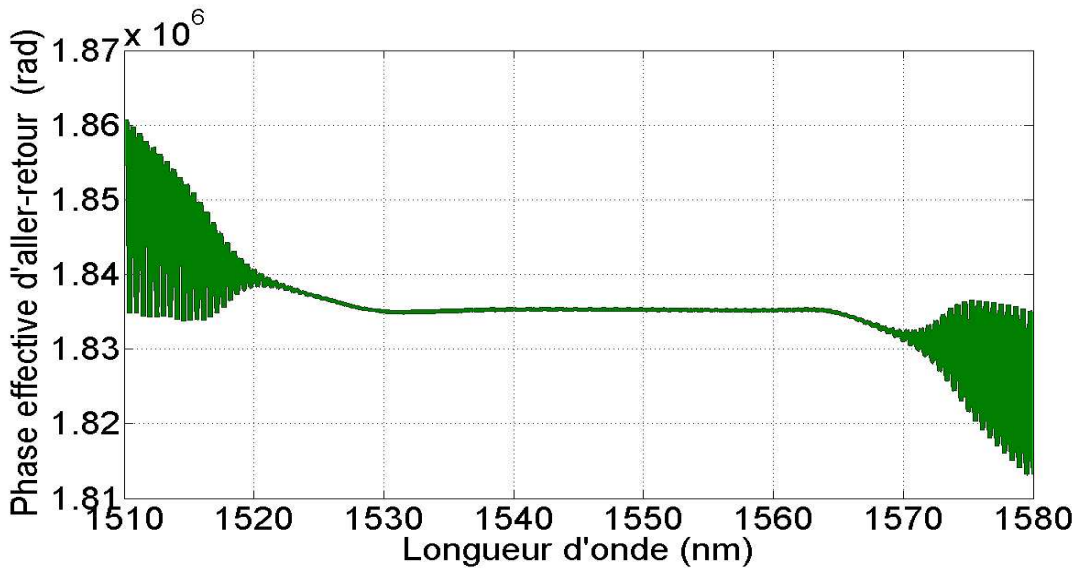


Figure 2.14 : Phase effective en fonction de la longueur d'onde. $C = 100$ nm/cm, $L = 0.5$ cm, en apodisation super Gaussienne avec $FWHM = 0.8L$ et $m = 4$.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

présentée dans l'équation (II.42) comme condition de résonance, et le résultat est présenté Figure 2.14.

$$\frac{4\pi n_0 L_0}{\lambda} + \frac{2\pi c\tau(\lambda)}{\lambda} = P \cdot 2\pi \quad (\text{II.42})$$

La phase effective d'aller-retour est relative au temps de retard, autrement dit, elle peut être considérée comme le temps d'aller-retour de la longueur d'onde de Bragg dans le réseau - équation (II.29). Cette fonction est très importante pour la reconstruction de la matrice de transfert. Dans notre simulation on prend la phase effective comme une constante dans le cas idéal.

En supposant qu'il n'y a pas d'atténuation et de perte dans la cavité, on peut écrire que si R et T sont les coefficients de réflexion et de transmission du filtre, on a .

$$R_F + T_F \equiv 1 \quad (\text{II.43})$$

Cette relation est valable sur l'ensemble du domaine spectral considéré : à l'intérieur et à l'extérieur de la bande spectrale où la condition continuum est vérifiée. La réjection optique de transmission du filtre avec une transmission faible est plus élevée que celle avec une transmission forte.

Et si T_{top} et T_{bottom} représentent respectivement le sommet et le bas du spectre de transmission du filtre, Figure 2.13 bis, la réjection optique de transmission peut être généralement définie dans l'équation (II.44) ci-après :

$$\tau_F = 10 \lg \left(\frac{T_{top}}{T_{bottom}} \right) \quad (\text{II.44})$$

Donc dans notre structure en cavité continuum, T_{top} est à peu près égale à 1 grâce aux réflectivités symétriques. Inversement, T_{bottom} peut être approximativement remplacée par le coefficient de transmission du miroir en puissance T_M . Pour les longueurs d'onde en dehors de la bande de réflexion du réseau de Bragg, la lumière ne voit que le premier miroir. Sa transmission est donc $T_M = 1 - R_M$. Après avoir traversé le miroir, la réjection optique peut être finalement écrite dans l'équation (II.45) :

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

$$\tau_F = -10 \cdot \lg T_M$$

(II.45)

La Figure 2.15 (a) montre la réjection optique du filtre en fonction de la transmission du miroir pour une cavité externe lorsque les réflecteurs sont symétriques. La ligne solide est tracée par l'équation (II.45), et les cercles sont calculés par notre modèle. De toute évidence, les deux méthodes donnent le même résultat. Autrement dit, en utilisant l'équation (II.45) on pourrait évaluer la réjection optique du filtre au cas de la réflectivité symétrique.

La Figure 2.15 (b) montre le résultat du taux de réjection optique en fonction du coefficient de couplage du réseau dans le cas où l'on maintient une réflectivité symétrique. Cette courbe nous dit que, avec le κ nécessaire, la réflectivité du réseau pourrait être ajustée à la valeur du coefficient de réflexion du miroir afin d'atteindre une transmission unité en sortie du filtre. Par exemple, si la transmission du miroir $T_M = 0.1$, ($R_M = 0.9$), la transmission du réseau pourrait être approximativement égale à T_M lors que $\kappa = 26 \text{ cm}^{-1}$ (Figure 2.10). Dans ce cas, la transmission du filtre est de 1, et la réjection optique est d'environ 10 dB.

Sur la Figure 2.16, on montre la réjection optique du filtre et la transmission du filtre en fonction de la transmission du miroir, respectivement. Quand $\kappa = 678.6 \text{ cm}^{-1}$, la réflectivité du réseau est de 0.88 quasiment.

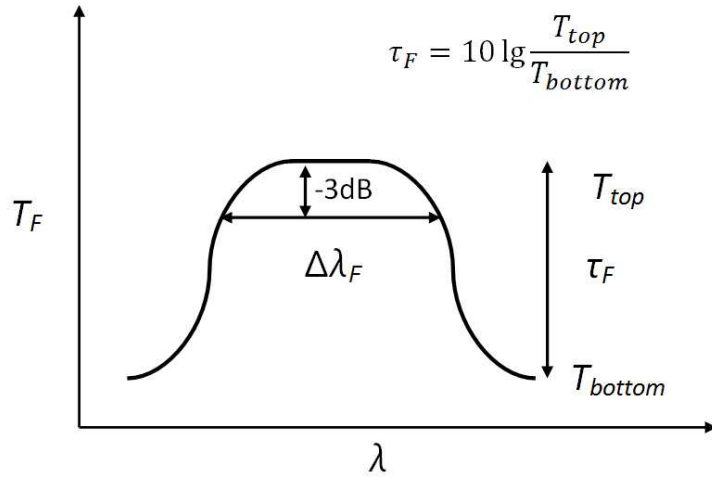
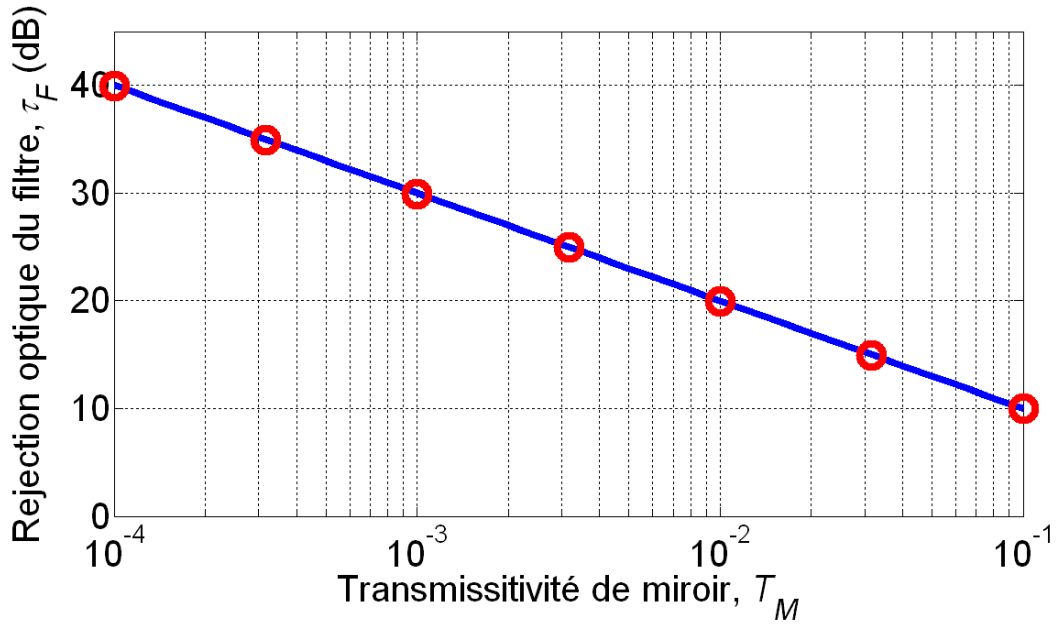


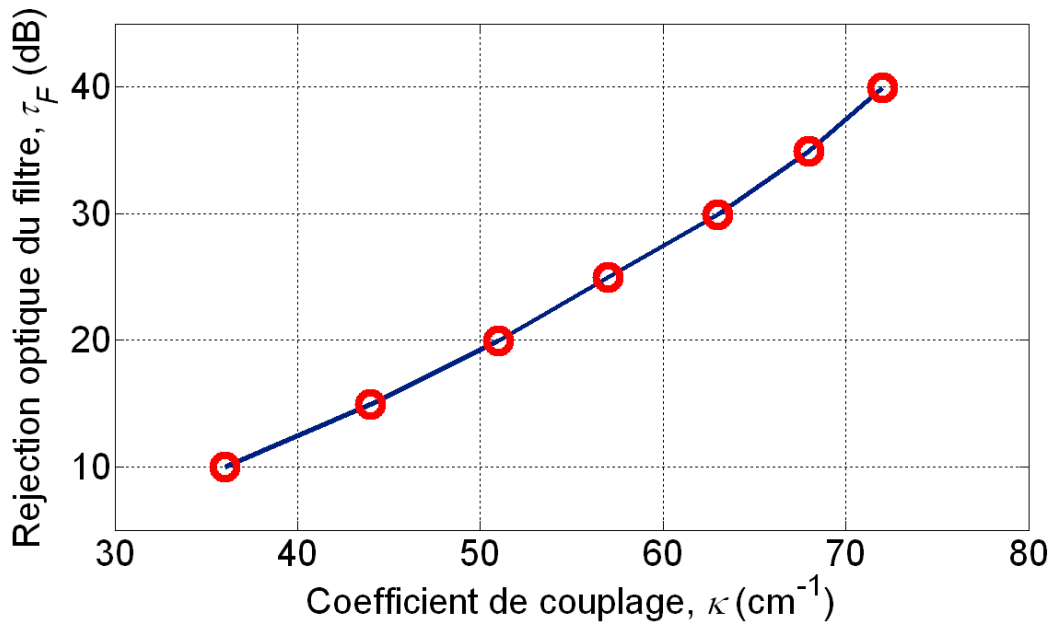
Figure 2.13 Bis : caractéristiques des filtres conçus et réalisés

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable



(a)



(b)

Figure 2.15 : (a) Réjection optique maximum en fonction de la transmissivité de miroir lorsque les coefficients de réflexion de la cavité sont symétriques. (b) Réjection optique en fonction du coefficient de couplage du réseau. $C = 40$ nm/cm, $L = 1$ cm, en apodisation de super Gaussienne avec $FWHM = 0.8L$ et $m = 4$.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

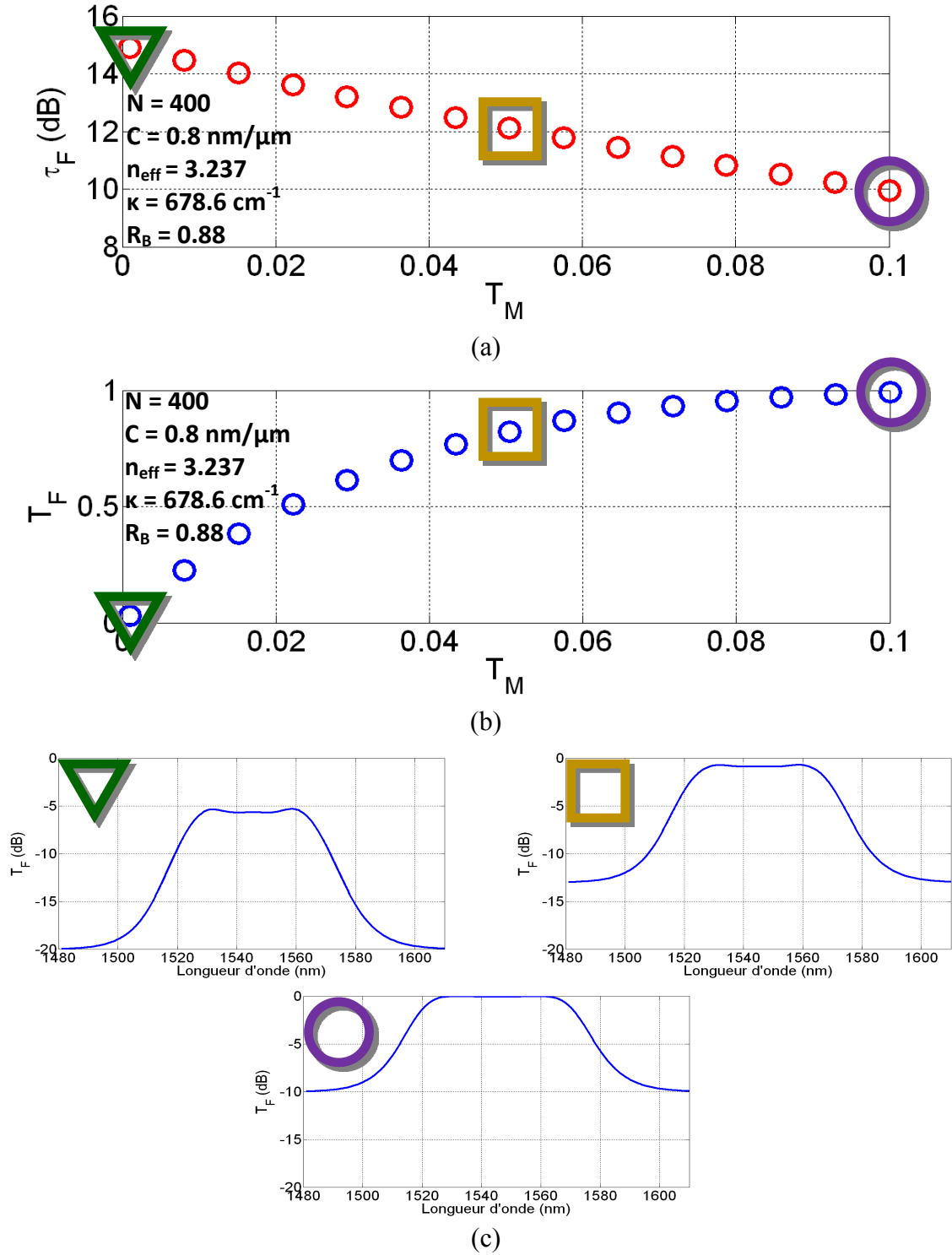


Figure 2.16 : La réflectivité du réseau est constante, celle du miroir est variable. (a) réjection optique du filtre en fonction de la transmission du miroir (b) transmission du filtre en fonction de la transmission du miroir (c) les spectres correspondant aux points indiqués dans (a) et (b).

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

On observe que la réjection optique du filtre devient de plus en plus petite avec l'augmentation de la transmission du miroir, Figure 2.16 (a). A l'opposé, dans Figure 2.16 (b), la transmission du filtre augmente avec l'augmentation de la transmission du miroir. L'obtention simultanée d'un fort taux de réjection et d'une forte transmission obéira donc à certains compromis. On peut même envisager que ce type de filtre sera limité dans certaines performances. La Figure 2.16 (c) représente les spectres de transmission du filtre continuum dans les cas différents, marqués dans Figure 2.16 (a) et (b).

Il existe certains facteurs tels que T_M , C , κ et L , qui pourraient influencer sur les caractéristiques du spectre de filtre, par exemple, R_B , T_F , τ_F et $\Delta\lambda_F$. Figure 2.17, 2.18 et 2.19 présentent les paramètres de transmission en fonction du chirp, du coefficient de couplage et de la longueur du réseau, respectivement, en mettant la transmission de miroir $T_M = 0.1$. Donc de l'équation (II.45) on peut estimer à l'avance que la réjection optique du filtre est de 10 dB.

Par ailleurs, le réseau de Bragg est apodisé par la fonction super Gaussienne avec $FWHM = 0.8L$ et $m = 4$. La largeur à 3dB de la bande passante de transmission du filtre $\Delta\lambda_F$ a été donnée en II-41.

$$\Delta\lambda_F \approx \Delta\lambda_B = CL$$

C'est une formule approchée car les calculs montrent que les flancs de la figure de transmission sont plus ou moins abrupts. On peut donc ajuster la bande passante du filtre simplement en faisant varier la longueur du réseau Figure 2.19 (d) ou la valeur du chirp Figure 2.17 (d). La longueur du réseau L n'influe pas sur la transmission maximum du filtre, Figure. 2.19 (b).

En utilisant TMM, le seul paramètre, qui permet d'ajuster la valeur de la transmission du filtre, est le coefficient de couplage κ , Figure 2.18 (b) ou la valeur du chirp Figure 2.17 (b). On observe que, si la longueur du réseau est constante, la transmission du filtre peut atteindre le maximum de un pour un coefficient de couplage κ proche de 40 cm^{-1} qui donne une réflectivité $R_B = R_M$. Une ligne tiret a été ajoutée sur la Figure 2.18 (b) pour illustrer ce maximum. Ce trait sépare la transmission en deux parties pour la valeur de $\kappa = 26 \text{ cm}^{-1}$. Si $\kappa < 26 \text{ cm}^{-1}$ alors $R_M > R_B$.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

Sur la Figure 2.17 (b), le cas est exactement l'inverse, $R_M > R_B$ est à droite et $R_M < R_B$ est sur le côté gauche car la réflectivité du miroir de Bragg décroît avec le chirp (Figure 2.18 a). De plus, il y a quelques points qui ne sont pas bien superposés dans la Figure 2.17 (d), c'est parce que la réflectivité du réseau est supérieure à celle de miroir, cela conduit à un spectre déformé sortant du filtre. Et donc, l'équation (II.41) pour estimer la largeur de la bande passante du filtre est inapplicable.

Après avoir présenté des caractéristiques du filtre, on conclut que, le coefficient de couplage peut ajuster la réflectivité du réseau de Bragg chirpé ; la longueur du réseau n'influe pas sur la réflectivité du réseau si elle est supérieure à 1 cm pour la fibre à réseau de Bragg chirpé ; la longueur du réseau peut élargir la bande passante ; on ne doit pas employer le côté $R_M < R_B$ à cause de la transmission déformée, voyez Fig. 2.13.

Si on fait varier T_M , la réjection optique τ_F est changée en conséquence (équation II-45). Figure 2.20 montre les relations entre κ et C lorsque $L = 1\text{ cm}$ pour la cavité externe et $N = 400$ pour la cavité intégrée pour obtenir la condition idéale $R_M = R_B$. Les relations dans Figure 2.20 sont valables aussi quelle que soit la longueur de réseau, car on a vu que ce paramètre n'avait pas d'influence sur la réflexion du miroir. Il y a donc une correspondance biunivoque entre κ et C pour une valeur donnée de la réjection optique (Figure 2.20). La conception d'un filtre pour un système obéit donc à des règles de conception simples.

On se concentre donc d'abord sur la longueur de la cavité. Dans la structure de la cavité en fibre, la longueur ne doit pas être trop longue, sinon, la perte optique sera pénalisante. Donc normalement la longueur de la cavité maximale de la fibre doit être quelque part autour de 1 mètre . Par contre, pour une cavité intégrée sur InP, elle doit être de 2 millimètres au plus.

Figure 2.4 montre la valeur du chirp en fonction de la longueur de la cavité. On observe que cette valeur du chirp qui donne la condition continuum est une fonction décroissante de la longueur de la cavité. Sur la Figure 2.4, nous avons grisé les domaines interdits correspondants aux valeurs des longueurs qui dépassent les limites que l'on s'est imposées (2 mm pour la structure intégrée et 1 m pour la structure fibrée). Enfin, on a obtenu que la valeur de chirp C doit être à partir de 15 nm/cm pour la cavité externe, et pour une cavité intégrée, elle doit être à partir de $0.78\text{ nm}/\mu\text{m}$ voir Figure 2.4.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

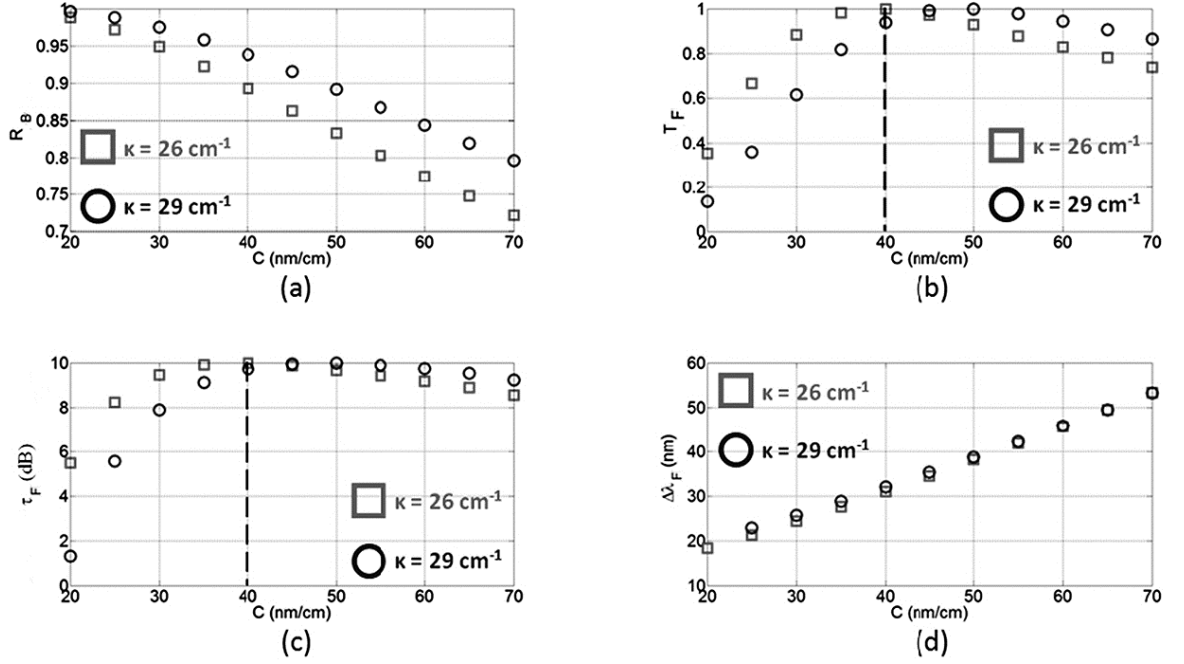


Figure 2.17 : $T_M = 0.1$, $L = 1 \text{ cm}$. Le réseau est apodisé par une super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$. R_B , T_F , τ_F et $\Delta\lambda_F$ en fonction du chirp C , respectivement.

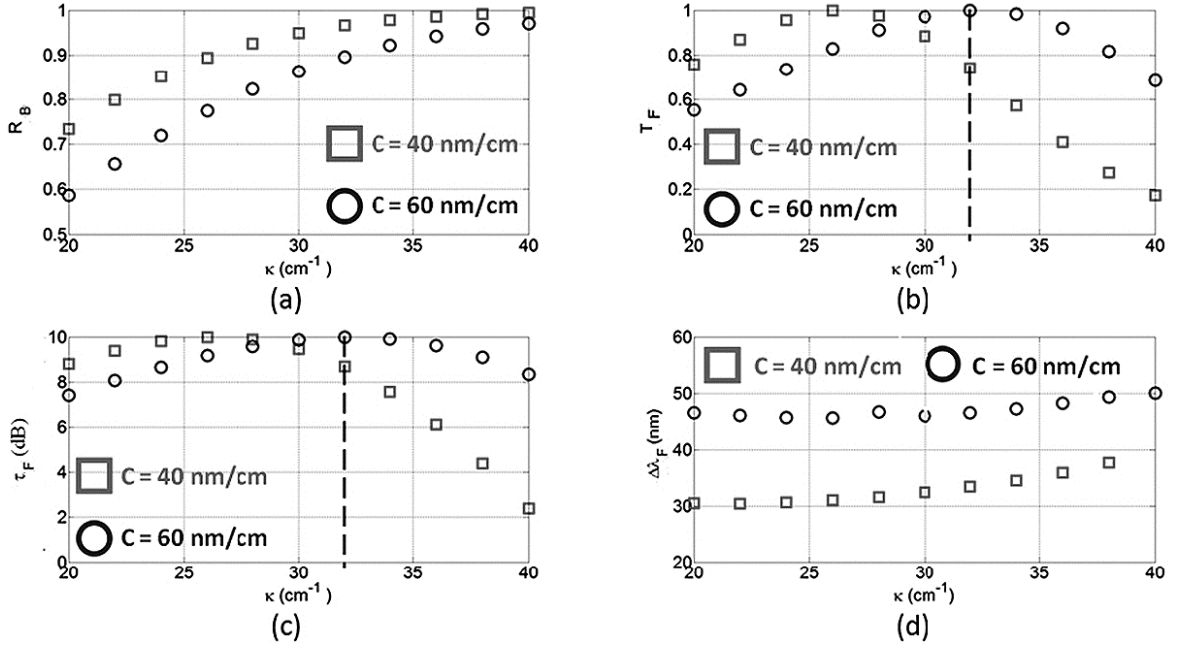


Figure 2.18 : $T_M = 0.1$, $L = 1 \text{ cm}$. Le réseau est apodisé par une super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$. R_B , T_F , τ_F et $\Delta\lambda_F$ en fonction du coefficient de couplage κ , respectivement.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

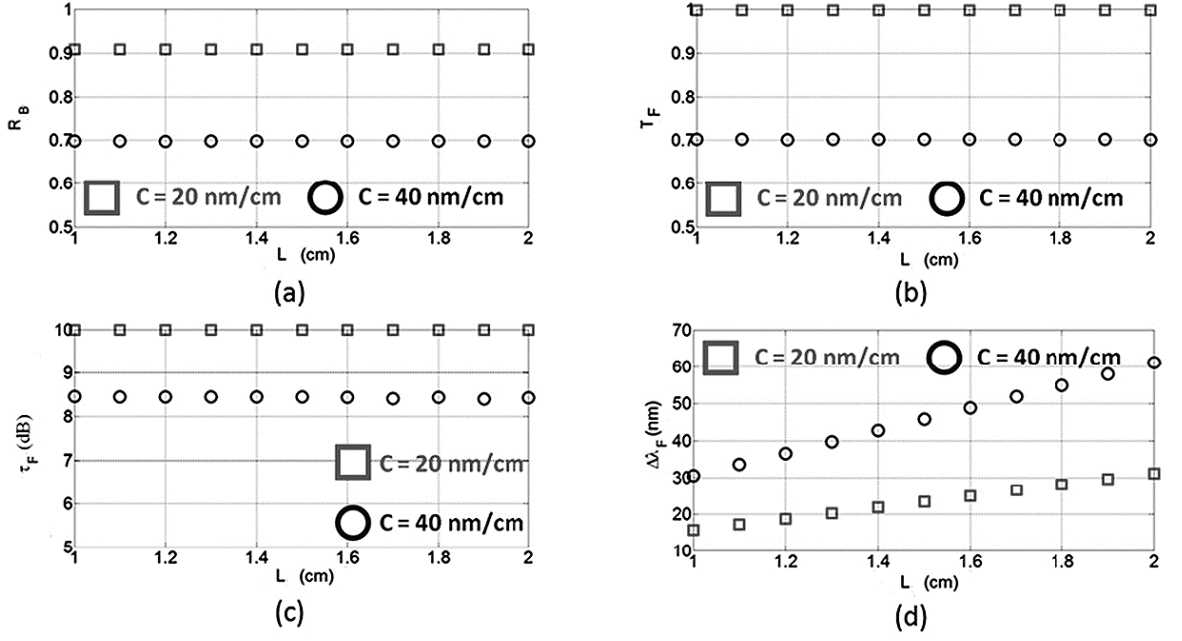


Figure 2.19 : $T_M = 0.1$, $\kappa = 19 \text{ cm}^{-1}$. Le réseau est apodisé par une super Gaussienne avec $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$. R_B , T_F , τ_F et $\Delta\lambda_F$ en fonction de la longueur du réseau L , respectivement.

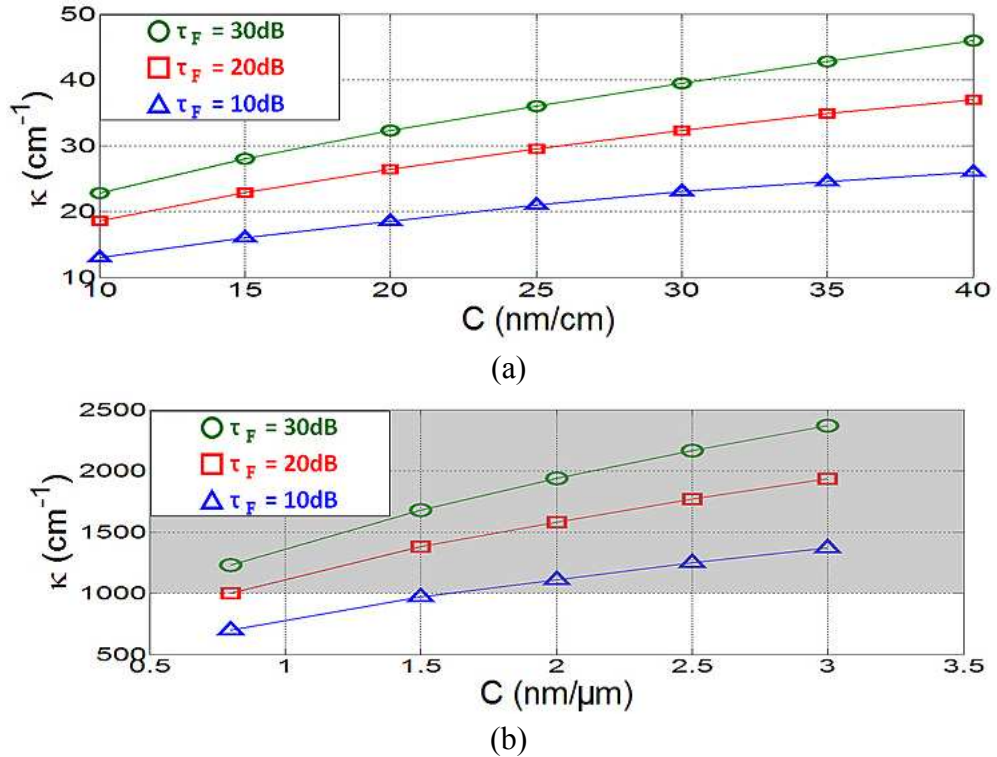


Figure 2.20 : κ en fonction de C pour (a) la cavité externe formée par la fibre à réseau de Bragg et (b) la cavité intégrée et lithographiée sur InP. Les calculs sont faits dans le cas optimal $R_M = R_B$.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

Par ailleurs, on veut concevoir un filtre de transmission avec une bande passante variable dans la bande C ($1525\text{ nm} - 1565\text{ nm}$). Par exemple, de 1 nm à 30 nm , cette région de la bande passante du filtre est polyvalente pour les télécommunications optiques. Donc grâce à la fonction d'apodisation Super Gaussienne, on arrive à atteindre notre objectif de conception. Dans l'équation (II.40) on note ainsi que,

$$FWHM = \alpha \cdot L \quad (\text{II.47})$$

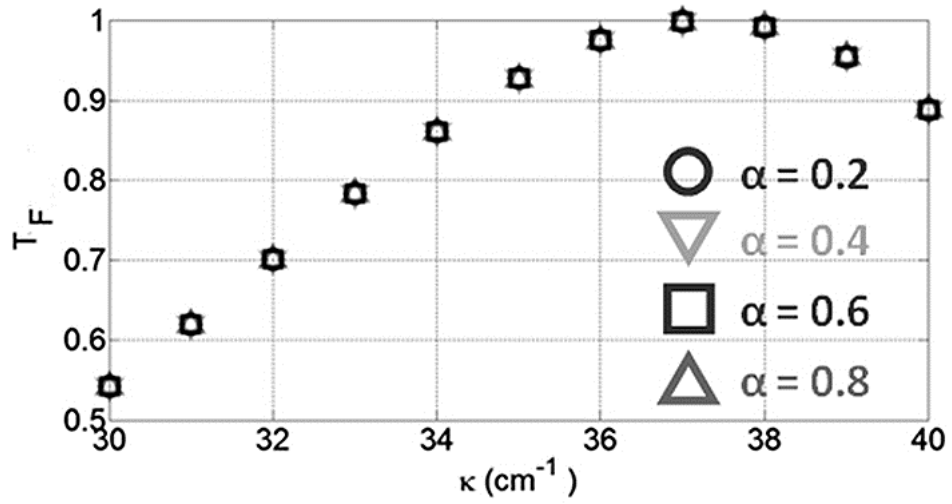
où α est un coefficient, et $\alpha \in (0,1]$. La Figure 2.21 donne la transmission du filtre et la largeur de la bande passante en fonction du coefficient de couplage avec différentes valeurs de, α respectivement. Les points sont bien superposés dans la Figure 2.21 (a) ; la transmission du filtre ne dépend pas du paramètre de la Gaussienne. Et dans la Figure 2.21 (b), le coefficient de couplage n'influe pas sur la largeur de la bande passante du filtre. La largeur du filtre ne dépend que du paramètre de la Super Gaussienne. Mais lorsque $\kappa = 37\text{ cm}^{-1}$, la transmission du réseau de Bragg est de 0.01, et on a une transmission avec une réjection optique maximum 20 dB .

Figure 2.22 (a) et Figure 2.23 (a) montrent la largeur du filtre $\Delta\lambda_F$ en fonction de α pour la cavité fibrée et la cavité intégrée sur InP respectivement. Pour une cavité externe fibrée, $\alpha \in [0.15, 0.85]$. Dans cet intervalle, le sommet du spectre de transmission est plat. Par ailleurs, il y a une relation linéaire entre α et la largeur à -3 dB de la bande passante du filtre. Au contraire, α dans les zones d'ombre ne doit pas être utilisé. Quand $\alpha \in (0, -0.15]$, le sommet de la bande passante n'est plus plat, en plus, la transmission du filtre ne peut pas arriver à 0 dB . Quand $\alpha \in (0.85, 1]$, le spectre n'est pas tellement lisse, il y a quelques bruits sur le spectre, Figure 2.22 (b). Donc on arrive à varier la largeur du filtre de 3.77 nm à 22.36 nm pour une cavité externe fibrée.

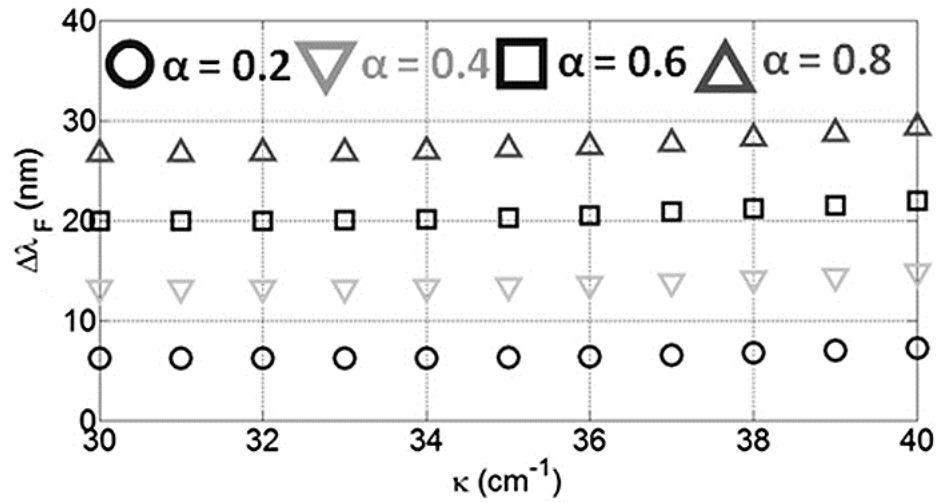
Les mêmes résultats sont présentés pour la cavité intégrée Figure 2.23, sauf que l'intervalle appliquée de α n'est pas le même. La largeur du filtre, montrée dans Figure 2.23 (b), varie de 35 nm à 52 nm . Les valeurs correspondantes de α s'étendent de 0.6 à 0.85. Un tel design ne trouvera à priori pas beaucoup d'applications système.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable



(a)

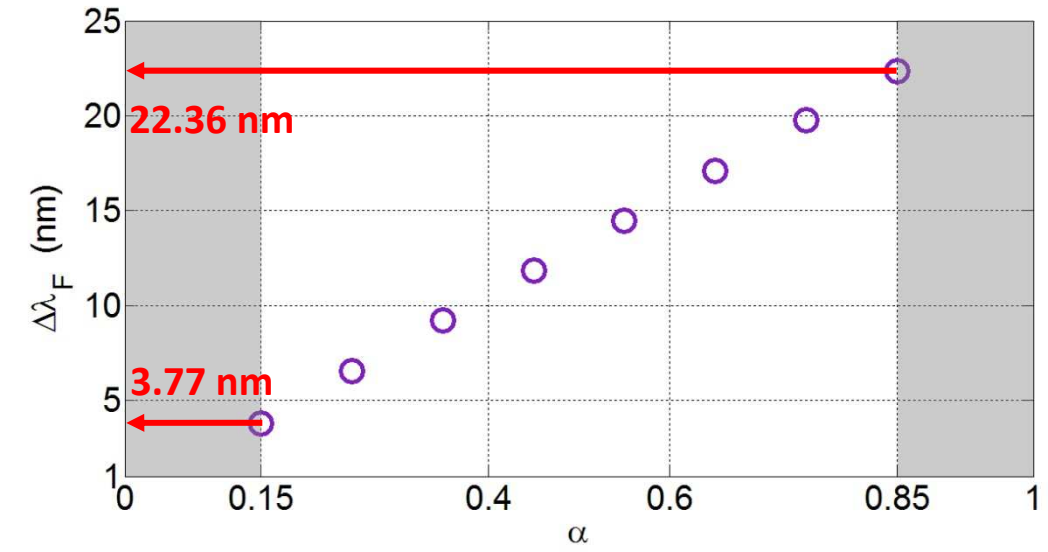


(b)

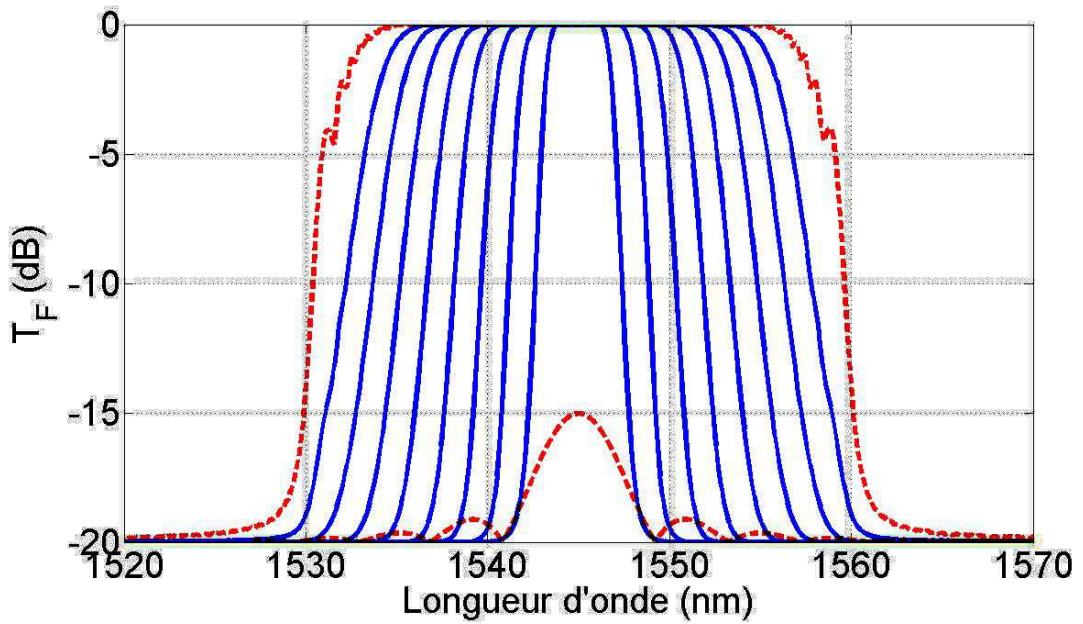
Figure 2.21 : $T_M = 0.01$, $C = 40 \text{ nm/cm}$, $L = 1 \text{ cm}$, et en apodisation super Gaussienne avec $m = 4$. (a) Transmission Max de filtre et (b) Largeur de la bande passante de filtre en fonction du coefficient de couplage avec α différent, respectivement.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable



(a)

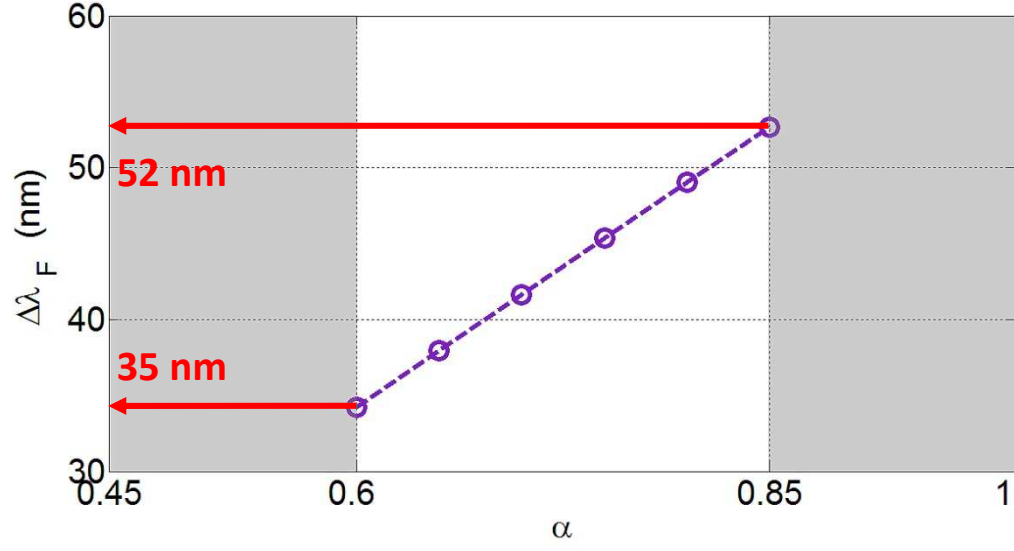


(b)

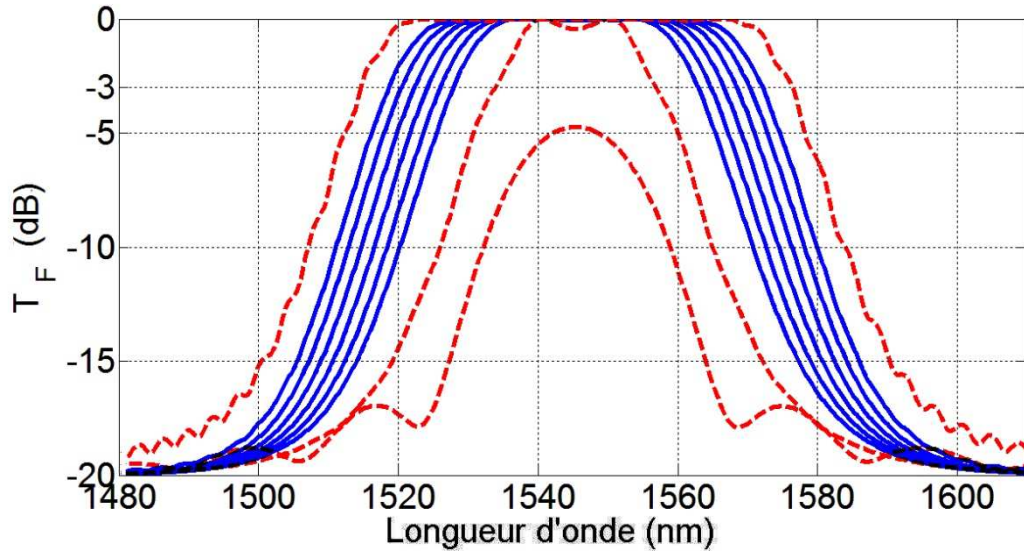
Figure 2.22 : Filtre Hybride (a) $\Delta\lambda_F$ en fonction de α (b) T_F en fonction de la longueur d'onde avec α différent, lorsque $T_M = 0.01$, $\kappa = 23 \text{ cm}^{-1}$, $C = 15 \text{ nm/cm}$, $L = 2 \text{ cm}$, $n_{eff} = 1.4608$ en plus de l'apodisation de Gauss super dans laquelle $m = 4$.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable



(a)

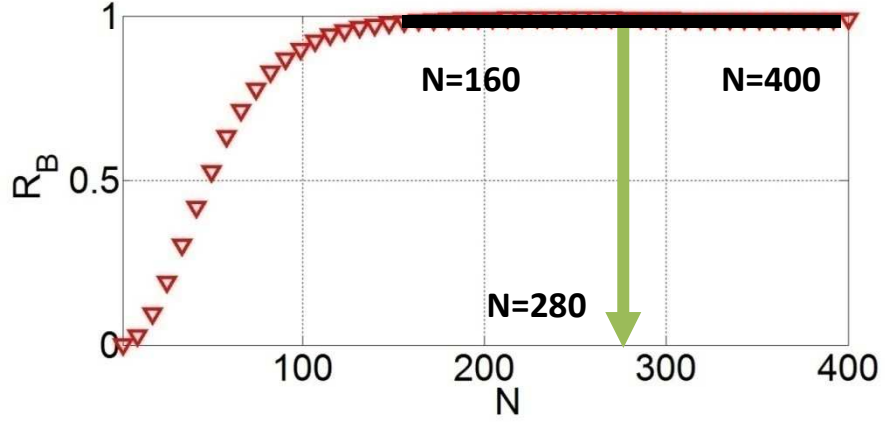


(b)

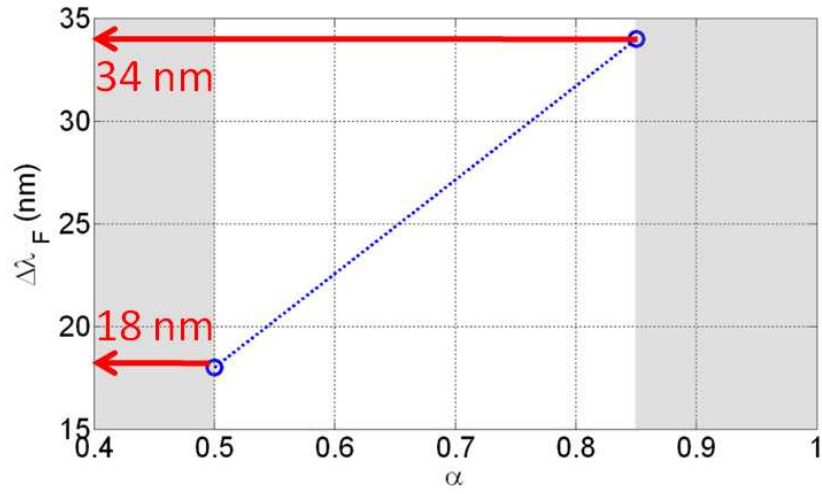
Figure 2.23 : Filtre intégré (a) $\Delta\lambda_F$ en fonction de α (b) T_F en fonction de la longueur d'onde avec α différent, lorsque $T_M = 0.01$, $\kappa = 1000 \text{ cm}^{-1}$, $C = 0.8 \text{ nm}/\mu\text{m}$, $N = 400$, $n_{eff} = 3.237$ en plus de l'apodisation Super Gaussienne dans laquelle $m = 4$.

CHAPITRE II

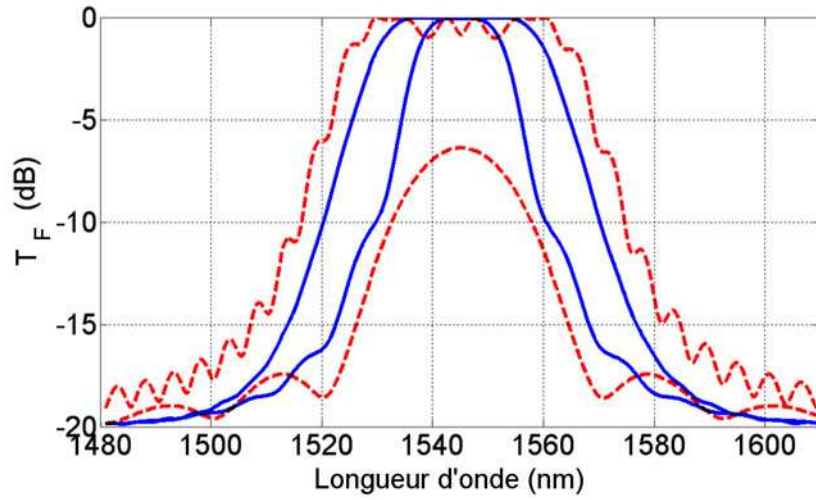
Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable



(a)



(b)



(c)

Figure 2.24 : Filtre Intégré (a) R_B en fonction de λ (b) $\Delta\lambda_F$ en fonction de α , (c) T_F en fonction de α , lorsque $T_M = 0.01$, $\kappa = 1000 \text{ cm}^{-1}$, $C = 0.8 \text{ nm}/\mu\text{m}$, $N = 280$, $n_{eff} = 3.237$ en plus de l'apodisation super Gaussienne dans laquelle $m = 4$.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

En tout cas, on doit trouver un meilleur compromis pour une conception de filtre intégrée sur InP. Dans Figure 2.24 (a), on observe que la réflectivité du réseau est quasiment saturée à 1 à partir de 160 périodes. Comme la longueur du réseau (ou le nombre de période) est reliée avec la largeur de la bande passante, on réduit le nombre de période. On prend donc 280 périodes pour qu'il y ait assez de périodes dont les indices de réfraction peuvent être modulés par la fonction d'apodisation. Donc, en prenant 280 périodes, on arrive à rendre la bande passante plus courte, Figure 2.24 (b), la largeur peut varier de $18nm$ à $34nm$. Les spectres correspondants sont montrés dans Figure 2.24 (c).

Tous les résultats de simulation sur la transmission du filtre ci-dessus sont faits dans le cas idéal. On obtient la transmission dont la forme de spectre est monomode, la bande passante de transmission est large. Par contre, si l'on calcule la transmission dans le cas réel, les résultats de simulation sont montrés dans Figure 2.25. La forme de spectre devient multimode très dense. Ce sont les modes Fabry-Pérot. Lorsque $C = 100nm/cm$, l'Intervalle Spectral Libre (ISL) est d'environ $5.4pm$. Les points échantillonnés de simulation pour Figure 2.25 (a) et (c) sont 1001 ; pour la Figure 2.25 (b) et (d) on a 2001 points. Donc, la forme du spectre dépend du nombre des pointes échantillonnées. On observe également qu'on n'arrive pas à obtenir une transmission monomode même si l'on applique l'apodisation. On va continuer cette étude dans le Chapitre III en comparant les résultats de simulation et ceux des manipulations expérimentale.

II.2.3.3 Tolérance de la cavité continuum

On va parler de la tolérance de la longueur de la cavité, cette caractéristique est importante pour la structure continuum.

On suppose que L_ε soit la longueur de la cavité continuum avec une erreur, on a donc,

$$L_\varepsilon = L_0 + \varepsilon \tag{II.48}$$

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

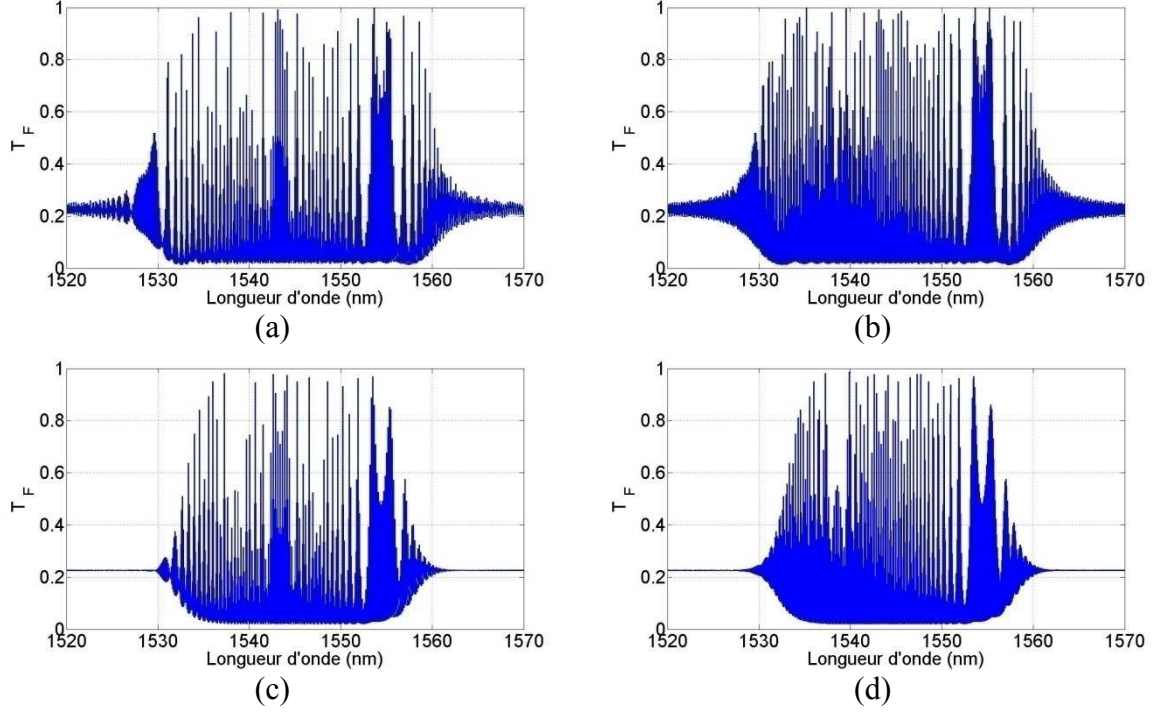


Figure 2.25 : (a) 1001 points échantillonnés sans apodisation (b) 2001 points échantillonnés sans apodisation (c) 1001 points échantillonnés en apodisation (d) 2001 points échantillonnés en apodisation. $C = 100\text{nm/cm}$, $\text{FWHM} = 0.8L$ et $m = 4$.

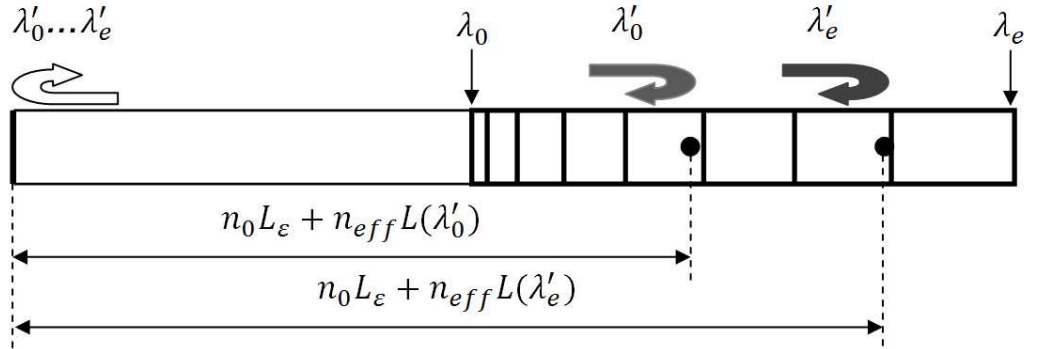


Figure 2.26 : Schéma dans le cas d'une erreur sur la longueur de la cavité continuum.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

où L_0 est la longueur de la cavité continuum parfaite sans erreur, ε est l'erreur, soit positive, soit négative.

On suppose aussi que L_ε satisfait la condition continuum dans une région quelconque de réseaux de Bragg (de λ'_0 à λ'_e). Dans cette région, il existe une bande passante continuum. En dehors de cette région (de λ_0 à λ'_0 et de λ'_e à λ_e), les longueurs d'onde de Bragg ne la satisfont pas. Le schéma correspondant est montré dans Figure 2.26.

Donc, on a

$$n_0 L_\varepsilon + n_{eff} L(\lambda'_0) = P_\varepsilon \frac{\lambda'_0}{2} \quad (\text{II.49})$$

$$n_0 L_\varepsilon + n_{eff} L(\lambda'_e) = P_\varepsilon \frac{\lambda'_e}{2} \quad (\text{II.50})$$

où P_ε est le nombre de mode longitudinal qui correspond à L_ε .

On peut présenter λ'_e en fonction de λ'_0 ci - dessous,

$$\lambda'_e = \lambda'_0 + C[L(\lambda'_e) - L(\lambda'_0)] \quad (\text{II.51})$$

En utilisant les équations (II.2), (II.49), (II.50) et (II.51), on obtient finalement :

$$L_\varepsilon = L_0 \quad (\text{II.52})$$

C'est-à-dire que $\varepsilon = 0$. Il n'existe pas du tout de tolérance sur la longueur de la cavité continuum même si c'est dans le cas idéal. La longueur de la cavité doit être juste sans erreur. Sinon il y a des modes Fabry Perot qui apparaissent dans la bande passante.

II.3 Filtrage par deux réseaux de Bragg à pas variable

En profitant de la bande de réflexion différente de CBG (Chirped Bragg Grating), on peut construire un filtre optique de transmission par deux réseaux de Bragg chirpés.

Figure 2.27 montre cette structure de deux réseaux chirpés. La première longueur d'onde réfléchie λ_0 et la dernière longueur d'onde réfléchie λ_e pour les deux réseaux chirpés sont différentes. On suppose que $\lambda_{0,CBG1} < \lambda_{e,CBG1} < \lambda_{0,CBG2} < \lambda_{e,CBG2}$. Il n'y a pas de domaine de longueur d'onde commun entre les deux bandes de réflectivités des deux FBG. On n'aura donc aucun effet de cavité.

Pour $\lambda_{0,CBG1} < \lambda < \lambda_{e,CBG1}$, on aura une réflexion sur le premier miroir.

Pour $\lambda_{0,CBG2} < \lambda < \lambda_{e,CBG2}$ on aura une réflexion sur le deuxième miroir.

Pour $\lambda_{e,CBG1} < \lambda < \lambda_{0,CBG2}$ la lumière sera transmise.

Donc on peut prévenir en gros la largeur de la bande passante de la transmission, montrée ci - dessous :

$$\Delta\lambda_T = \lambda_{0,CBG2} - \lambda_{e,CBG1} \quad (\text{II.53})$$

Comme un filtre optique, il doit avoir une réjection optique plus élevée. La même structure des réseaux chirpés peut donc permettre d'augmenter la réjection optique. En considérant que la transmission pour les 2 réseaux est quasiment identique, autrement dit, $T_{CBG1} = T_{CBG2}$, on définit alors la réjection optique de la transmission τ_T après N_g alternances ci-après :

$$\tau_T = -10 \cdot N_g \cdot \lg T_{CBG} \quad (\text{II.54})$$

où N_g est le nombre d'alternances.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

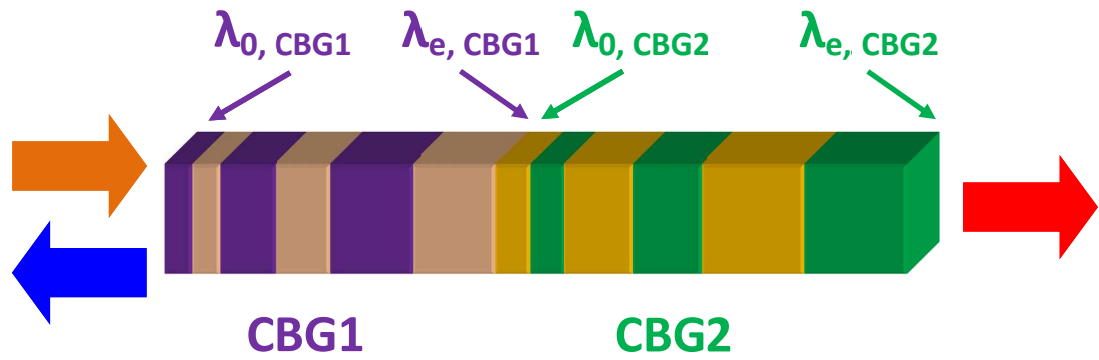
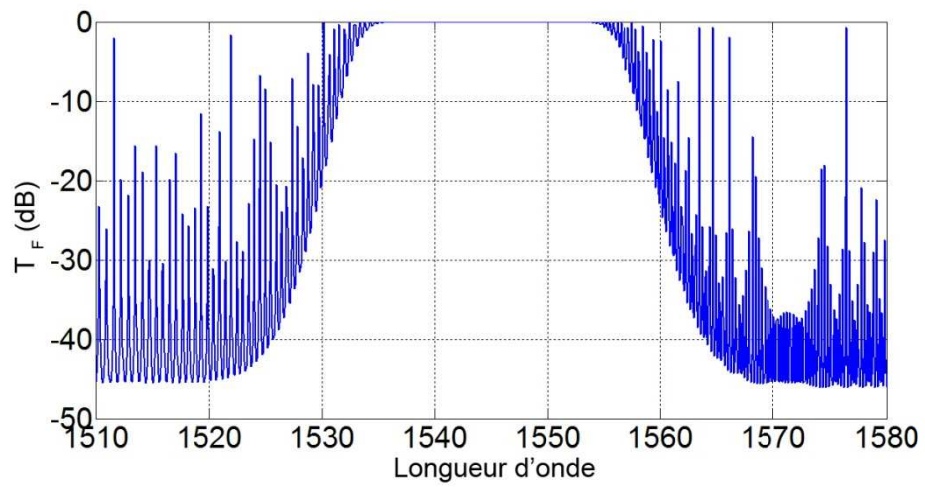
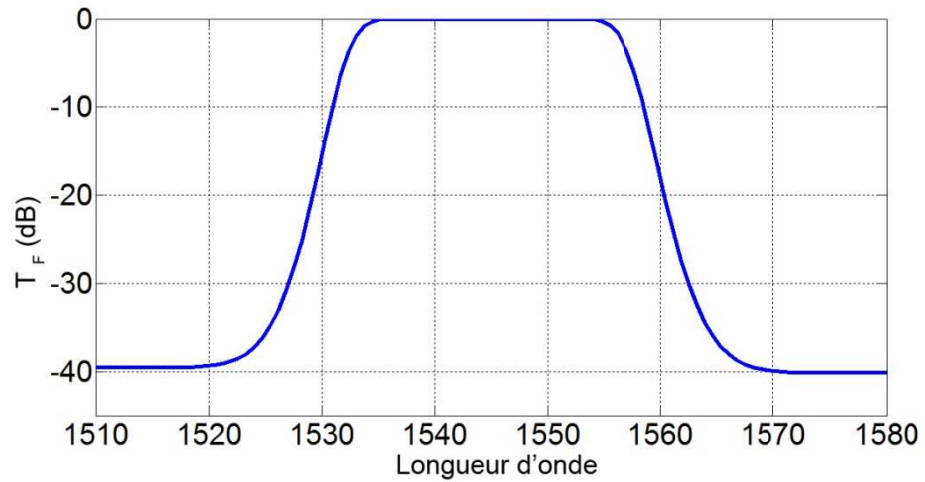


Figure 2.27 : Schématisation de filtrage par 2 CBGs.



(a)



(b)

Figure 2.28 : Spectre de transmission avec 2 fois d'alternance de structure. (a) sans isolateur (b) avec isolateur.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

La Figure 2.28 (a) montre le résultat lorsque $T_{CBG1} = T_{CBG2} = 0.01$. On observe clairement que la réjection optique est de $40dB$ malgré le bruit observé sur le spectre. Ces bruits sont engendrés à cause des oscillations entre les deux réseaux chirpés. Afin de réduire ces bruits, un isolateur est rajouté entre les deux structures successives. Comme ça, il n'y a plus de résonance, la lumière voyage dans les réseaux une seule fois sans oscillation. La matrice de l'isolateur est présentée dans l'équation (II.55) :

$$[I] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (II.55)$$

Grâce à l'isolateur, il n'existe plus de bruits, et la courbe devient plus propre en gardant la même réjection optique. Figure 2.28 (b) montre le résultat correspondant.

II.4 Conclusion

Les modélisations et les simulations de la cavité continuum dans les cas idéal et réel sont présentées, respectivement. La condition d'oscillation continuum est donnée. Pour une réflectivité symétrique, la transmission du filtre atteint l'unité. Le sommet de la transmission est plat, et le bord est abrupt. La réjection optique dépend de la transmission du miroir. La largeur de la bande passante peut être ajustée en utilisant la fonction d'apodisation Super Gaussienne. Par contre, il existe des modes Fabry Péro dans le cas réel. Dans le chapitre III, on va présenter et comparer plus précisément ce phénomène par les résultats de manipulation expérimentale.

En plus de la cavité continuum, on a obtenu aussi un filtre optique par l'utilisation de deux réseaux de Bragg chirpés. Cette structure peut par ailleurs être plus facile à réaliser.

CHAPITRE II

Filtre optique passe bande employant un réseau de Bragg à pas variable

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

Ce chapitre présente les approches pour construire la cavité continuum par fibre optique. Les spectres mesurés et simulés sont comparés pour trouver les problèmes entre les résultats des manipulations et ceux des simulations. La technologie pour fabriquer le réseau de Bragg lithographié sur InP est aussi présentée à la fin de ce chapitre.

III.1 Caractéristique de la température du réseau de Bragg à fibre optique

Dans le chapitre II, on a calculé la tolérance de la longueur de la cavité. Malgré le cas idéal, cette tolérance n'existe pas. On est donc obligé de trouver des méthodes pratiques pour atteindre la cavité continuum la plus précise possible.

La résonance dépend du chemin optique dans la cavité, il y a donc deux variables que l'on peut contrôler : l'une est l'indice de réfraction, l'autre est la longueur physique de la fibre. On modifie ces deux variables par changement de la température ambiante de la cavité. Pour cela, on utilise un four pour contrôler la température de l'environnement. La fibre est mise dans le four, la longueur physique de la fibre s'allonge avec l'augmentation de la température, également, l'indice de silice est modifié. Les deux phénomènes conduisent à une modification du chemin optique.

Tout d'abord, on met un réseau de Bragg uniforme dans le four pour connaître plus clairement son comportement en température. La Figure 3.1 montre le montage expérimental. En négligeant la différence d'indice de réfraction entre la région du réseau et la fibre, l'effet de l'extension est quasiment pareil sur l'ensemble de la fibre. On peut donc connaître ce changement en observant le déplacement du pic de réflexion. Théoriquement, on a l'équation se présentant ci-dessous :

$$\lambda_{Temp} = \lambda_r [1 + (\alpha_{Temp} + \beta_n) \Delta Temp] \quad (III.1)$$

où λ_{Temp} est la longueur d'onde réfléchie à une certaine température, λ_r est la longueur d'onde réfléchie à la température ambiante ($25^\circ C$), $\Delta Temp$ est la variation de la température, α_{Temp} et β_n sont les coefficients linéaire d'expansion thermique et de température de l'indice réfractif, respectivement. Le coefficient d'expansion thermique est décrit comment la variation relative de la taille d'un objet avec un changement de température. En négligeant la pression, il est défini dans l'équation (III.2) :

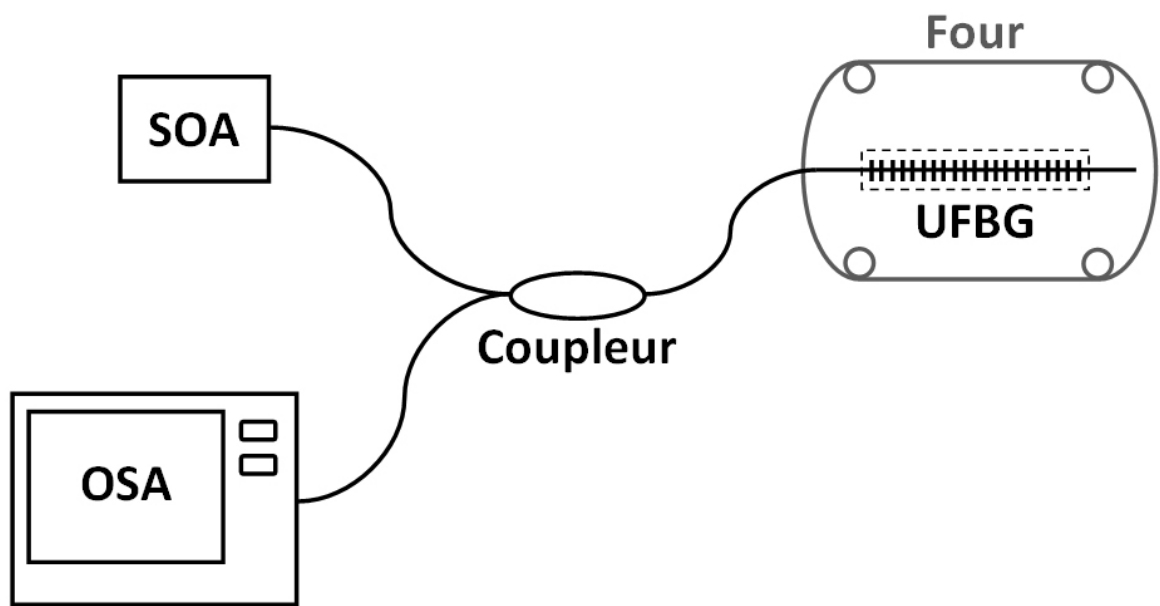
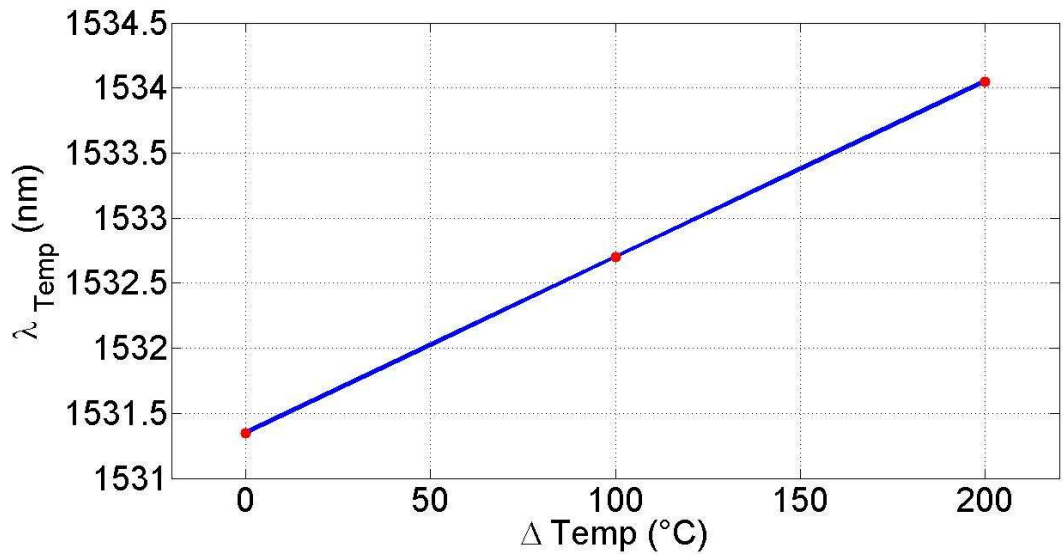
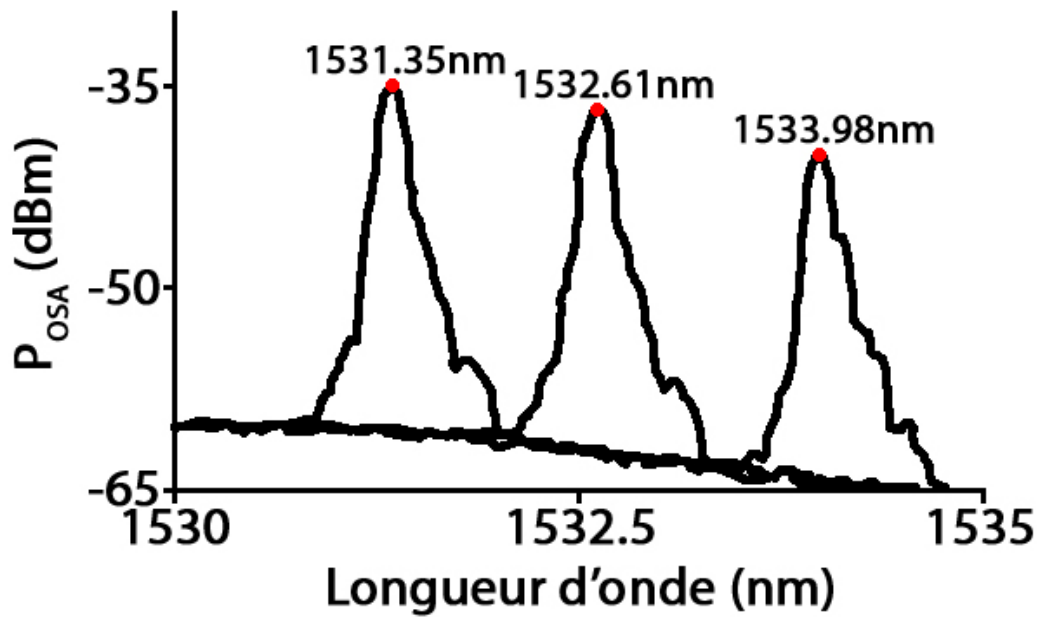


Figure 3.1 : Montage pour la mesure du déplacement du pic de réflexion avec la variation de la température.

CHAPITRE III
Mesures Expérimentales



(a)



(b)

Figure 3.2 : (a) Courbe bleue reportée selon l'équation (III.1) et points rouges mesurés par OSA (b) Spectres de réflexion mesurés par OSA avec une température variable.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

$$\alpha_{Temp} = \frac{1}{l} \frac{dl}{dTemp} \quad (III.2)$$

où l est la dimension de la fibre. Dans cette thèse, $dl/dTemp$ est la variation de la longueur en fonction de la température. Quant au coefficient de température de l'indice réfractif, il montre le changement de l'indice réfractif du matériel lorsque la température du matériau augmente de $1^\circ C$. Ce coefficient est défini ci-après :

$$\beta_n = \frac{1}{n} \frac{dn}{dTemp} \quad (III.3)$$

Pour la silice dans la fibre, $\alpha_{Temp} = 0.55 \times 10^{-6} ^\circ C$ [51], et $\beta_n = 8.2733 \times 10^{-6} ^\circ C$ [52, 53]. La longueur d'onde réfléchie à la température ambiante ($25^\circ C$) est de $1531.35nm$. Selon l'équation (III.1), quand $\Delta Temp = 100^\circ C$, $\lambda_{Temp} = 1532.7nm$; et quand $\Delta Temp = 200^\circ C$, $\lambda_{Temp} = 1534.05nm$. Figure 3.2 (a) montre que les points rouges mesurés par l'OSA sont bien superposés sur la courbe traitée par l'équation (III.1). Et le déplacement de la longueur d'onde réfléchie est donnée Figure 3.2 (b). Donc, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\Delta \lambda_{Temp}}{\Delta Temp} \approx 1.35nm/100^\circ C \quad (III.4)$$

La longueur d'onde se déplace lentement avec la variation de température. La longueur de la cavité continuum peut être atteinte par le contrôle de la température du four. Figure 3.3 montre le montage expérimental pour mesurer la transmission de la cavité continuum. Cette cavité est déplacée dans le four, l'extrémité de la fibre est en dehors du four ; elle est clivée. L'interface entre l'air et la silice peut donc être considérée comme un miroir plan. La lumière est injectée et couplée dans la cavité par une fibre lentillée. La phase de la longueur d'onde dans la cavité s'ajuste avec la variation de la

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

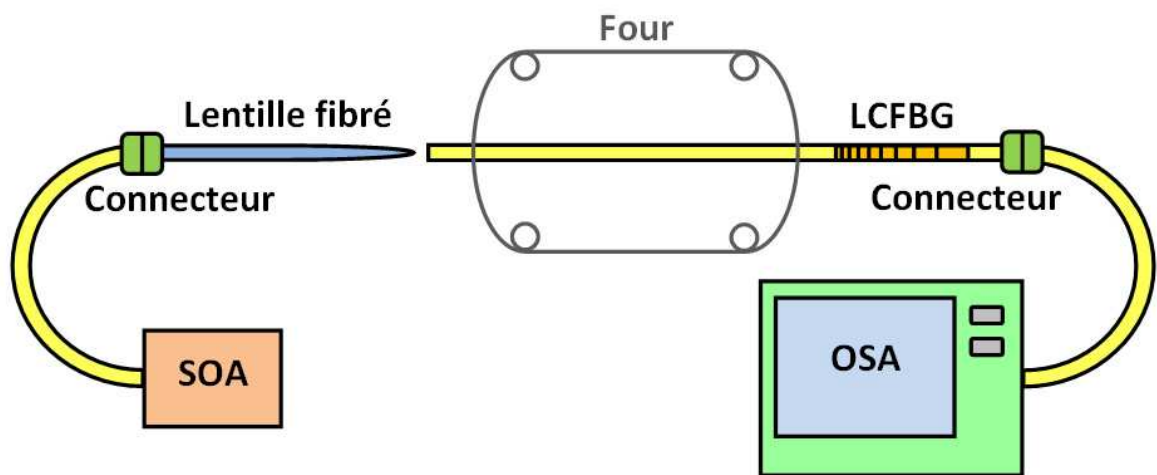
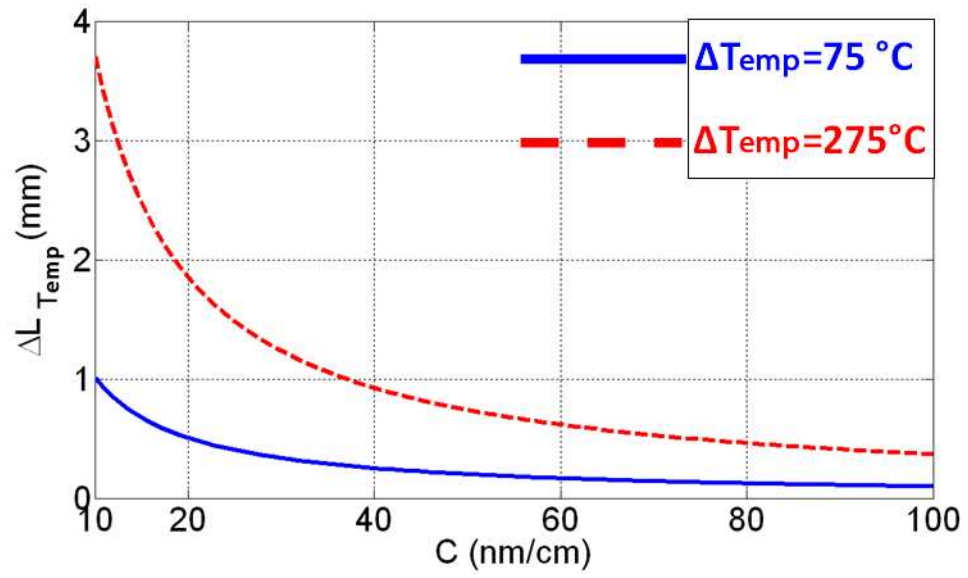
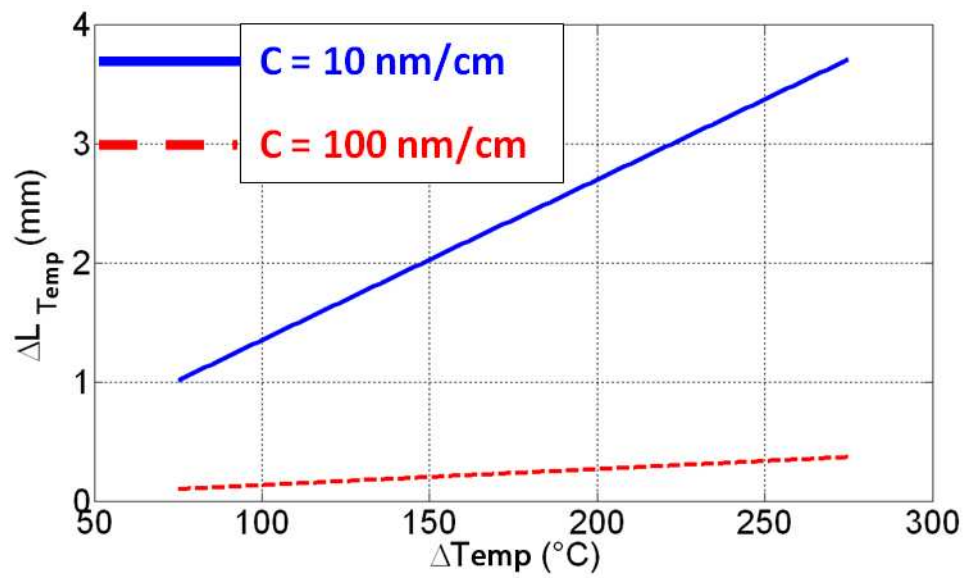


Figure 3.3 : Montage pour la mesure de la transmission sortant de la cavité continuum dont la longueur est contrôlée par variation de la température ambiante dans le four.

CHAPITRE III
Mesures Expérimentales



(a)



(b)

Figure 3.4 : (a) Tolérance de la variation de la longueur en fonction du chirp (b) Tolérance de la variation de la longueur en fonction de la variation de la température.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

température. Et l'oscillation continuum est générée si la phase de chaque longueur d'onde de Bragg satisfait à la condition d'oscillation continuum. Une partie de la lumière est mesurée par l'OSA après être sortie de la cavité.

Bien que la longueur de la cavité peut être contrôlée par la température, il existe toujours une tolérance de la variation de la longueur.

La variation du chemin optique est relative avec les coefficients α_{Temp} et β_n , on a donc l'équation suivante :

$$n_0 L_0 = n_0 L_c + L_c \frac{dn}{dT_{Temp}} \Delta T_{Temp} + n_0 \frac{dl}{dT_{Temp}} \Delta T_{Temp} \quad (\text{III.5})$$

où L_c est la longueur de la cavité continuum clivée avec une erreur. En utilisant les équations (III.2), (III.3) et (III.5), on obtient :

$$L_0 = L_c [1 + (\alpha_{Temp} + \beta_n) \Delta T_{Temp}] \quad (\text{III.6})$$

Et donc, la variation de la longueur de la cavité en fonction de la variation de la température est donnée ci-après :

$$\Delta L_{Temp} = L_0 - L_c = \frac{n_{eff} \lambda_0}{n_0 C} \left[1 - \frac{1}{1 + (\alpha_{Temp} + \beta_n) \Delta T_{Temp}} \right] \quad (\text{III.7})$$

C'est aussi la tolérance de clivage, c'est-à-dire que, si l'erreur de clivage de la cavité est plus petite que la variation de la longueur de la cavité, le four peut arriver à contrôler et à trouver la vraie longueur de la cavité continuum par variation de la température. Par exemple, la température maximum du four qu'on utilise est de 300°C , donc la région de la variation de la température est de 0°C à 275°C (si la température ambiante est de 25°C). Figure 3.4 (a) et (b) montrent la variation de la longueur de la cavité en fonction de la valeur du chirp du réseau et de la variation de la température, respectivement. On observe que la tolérance de la longueur pour un faible chirp est meilleure que celle pour un fort.

III.2 Cavité continuum formée entre un clivage de fibre et un réseau de Bragg

On a présenté la possibilité de construire une cavité continuum avec des méthodes existantes. Mais, en appliquant la technologie actuelle de fabrication, il est difficile de rajouter un miroir de haut-réflexivité au bout de la fibre. D'ailleurs, la fibre se dilate doucement avec une grande variation de la température, équation (III.4) et Figure 3.4. Il n'est donc pas pratique et précis de trouver la longueur de la cavité continuum. Malgré ces défauts, on a fait des mesures de transmission pour faire des comparaisons entre les résultats de simulation et de manipulation.

Le Tableau 4 liste les réseaux à fibre commerciaux achetés à l'entreprise canadienne TeraXion. On a les réseaux de Bragg à fibre avec deux valeurs de chirp différentes, 10nm/cm et 100nm/cm . Chaque valeur a deux réflectivités différentes, 20% et 50%. De plus, les réseaux sont bien apodisés. Selon les besoins des différentes manipulations, on fait des montages différents pour mesurer la transmission.

Tableau 4 : Les réseaux de Bragg chirpés à fibre disponibles

C (nm/cm)	R_B (%)	Qté
10	20	2
10	50	2
100	20	2
100	50	2

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

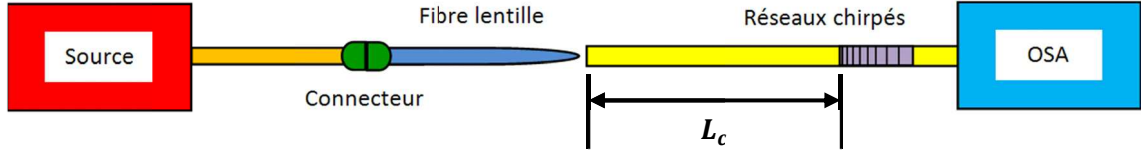


Figure 3.5 : Montage pour mesure la transmission sortant de la cavité.

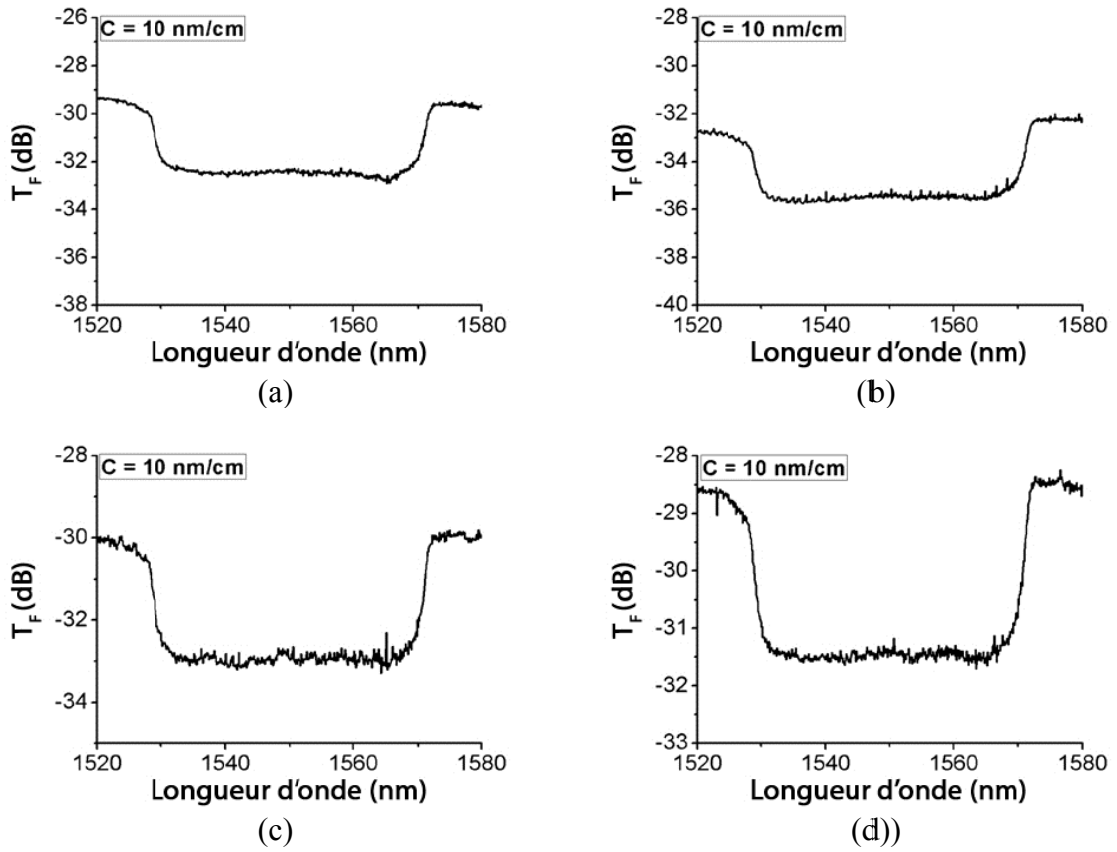


Figure 3.6 : Transmission de la cavité mesurée (a) $L_C = 171.7\text{cm}$ (b) $L_C = 165.7\text{cm}$ (c) $L_C = 159.7\text{cm}$ (d) $L_C = 153.06\text{cm}$.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

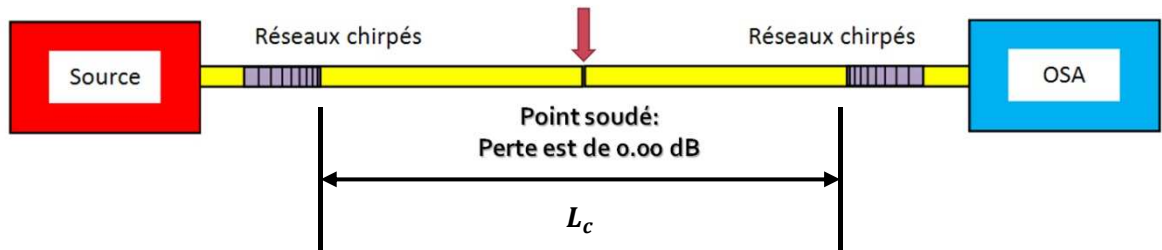


Figure 3.7 : Montage pour mesure la transmission sortant de la cavité formée par deux LCFBGs.

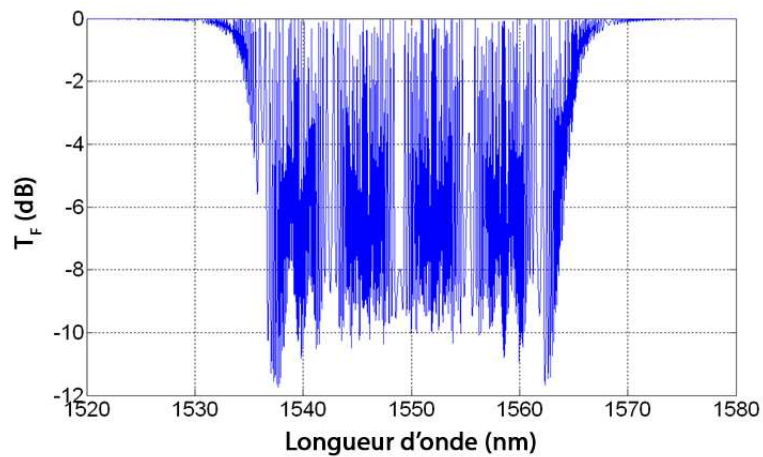
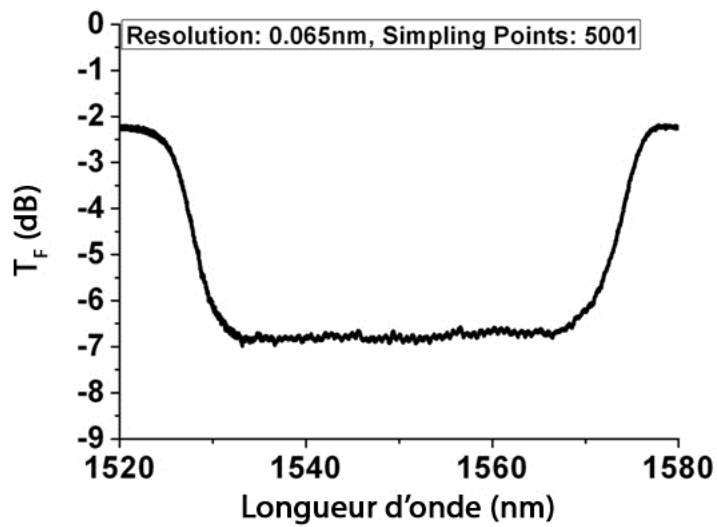


Figure 3.8 : Transmittivité de la cavité formée par deux LCFBGs lorsque $L_c \approx 350\text{cm}$ (a) Résultat de manipulation (b) Résultat de simulation avec 2001 points échantillonnés.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

Figure 3.5 montre le montage expérimental pour mesurer la transmission de la cavité « continuum ». On peut utiliser un SOA ou un laser accordable (TL, Tunable Laser) comme source de lumière. Le faisceau est injecté dans la cavité par une fibre lentillée. Le bout de la fibre clivée est plat, cette interface peut donc être regardée comme un miroir. L'indice de réfraction de l'air est de 1, et celui de la silice dans le cœur de la fibre est d'environ 1.5. La réflectivité de l'interface clivée est donc de 4% selon l'équation (I.41). De plus, la réflectivité et la valeur du chirp du réseau de Bragg utilisé dans cette expérience est de 50% et de 10nm/cm , respectivement. Donc, l'oscillation dans la cavité L_c peut s'établir entre les deux réflecteurs. Et le faisceau est enfin mesuré par le spectromètre.

Les résultats mesurés sont montrés Figure 3.6. On a mesuré la transmission de la cavité résonante après avoir clivé la fibre plusieurs fois pour plusieurs longueurs différentes. La longueur de la cavité dans Figure 3.6 (a), (b) et (c) n'est pas celle du continuum. Par contre, L_c dans Figure 3.6 (d) est proche de la longueur de la cavité continuum selon la condition d'oscillation continuum (II.15). On observe que la transmission est quasiment identique quelle que soit la longueur de la cavité. Elle est égale à presque 3dB . On s'attendait à trouver des pics de transmission correspondants aux pics Fabry – Pérot sauf peut-être pour le cas de la figure 3.6c. Mais les mesures enregistrées par l'OSA montrent une courbe lisse, il y n'a pas de pics définis.

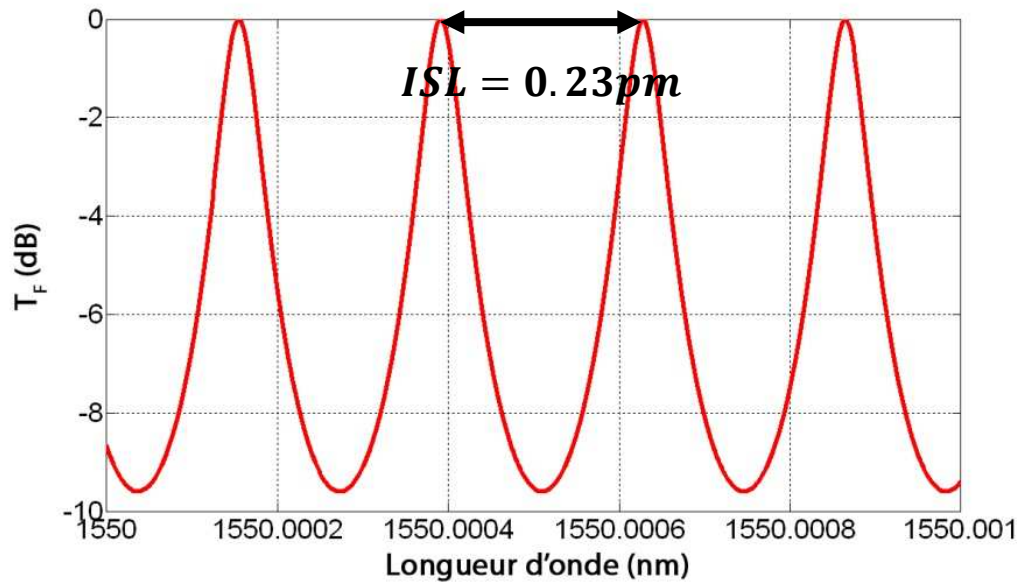
Pour examiner l'oscillation dans la cavité, on a remplacé le miroir d'interface par un réseau de Bragg similaire, les réflecteurs sont donc symétriques. Les deux extrémités clivées de la fibre sont soudées ensemble ; la perte fibre à fibre après soudage est de 0.00dB . La longueur de la cavité est de 350cm . Figure 3.7 montre le montage de mesure correspondant. Ça devient une cavité typique de FP dont les deux réflecteurs sont les réseaux de Bragg chirpés.

Les résultats mesuré et simulé sont représentés respectivement dans Figure 3.8 (a) et (b). En observant la transmission simulée, on voit clairement les pics de FP. Mais, il n'y a pas de pics pour les mesures, et la transmission est d'environ 4.8dB .

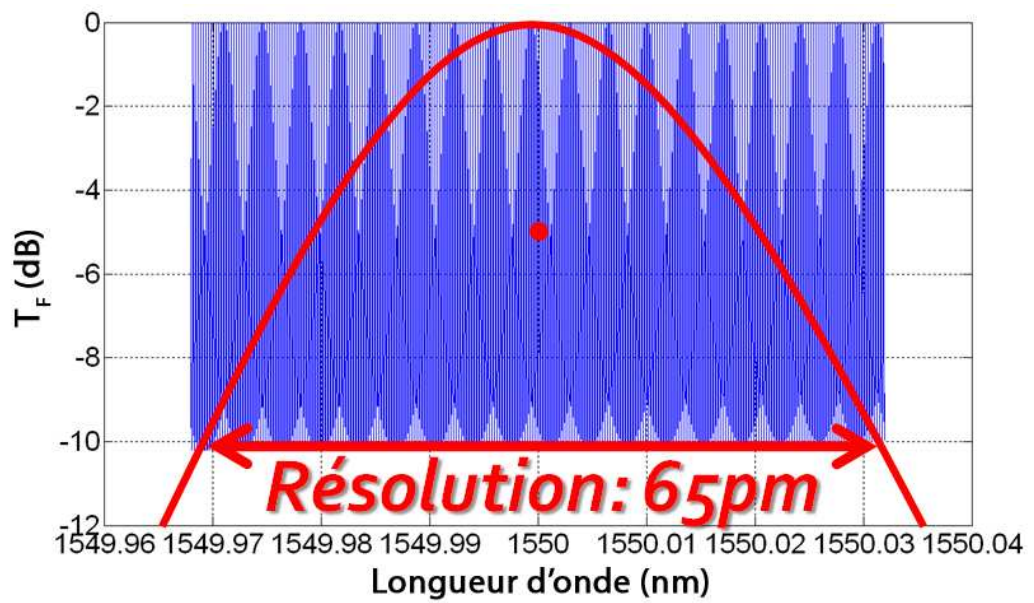
Pour trouver la raison de la différence entre la simulation et la manipulation, on a choisi un intervalle fin dont la largeur est d'un nm. Il y a 4 pics, montré dans la Figure

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales



(a)



(b)

Figure 3.9 : (a) ISL simulée par TMM (b) Dans l'intervalle résolue de 65 pm, il y a 260 pics, l'OSA prend une valeur moyenne dans cette zone de résolution.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

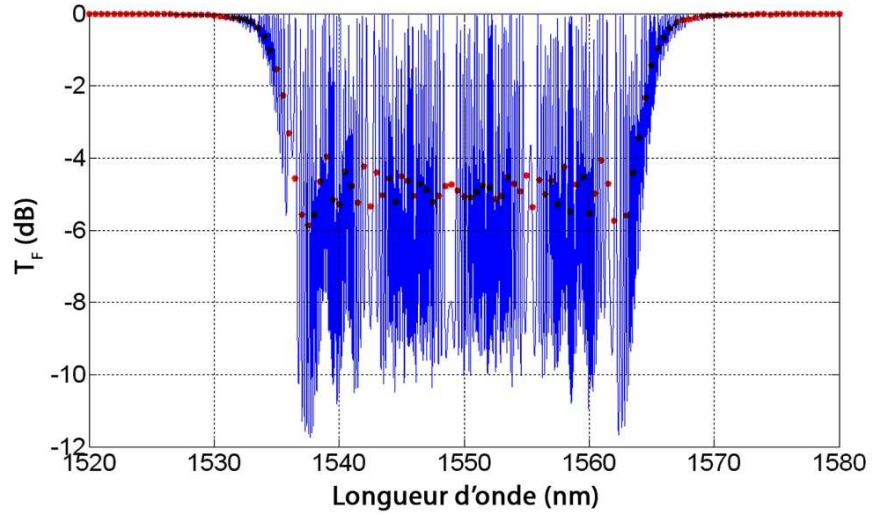


Figure 3.10 : Superposition des transmissions simulées au cas réel (2001 points échantillonné) et de résolution de l'OSA (points rouges).

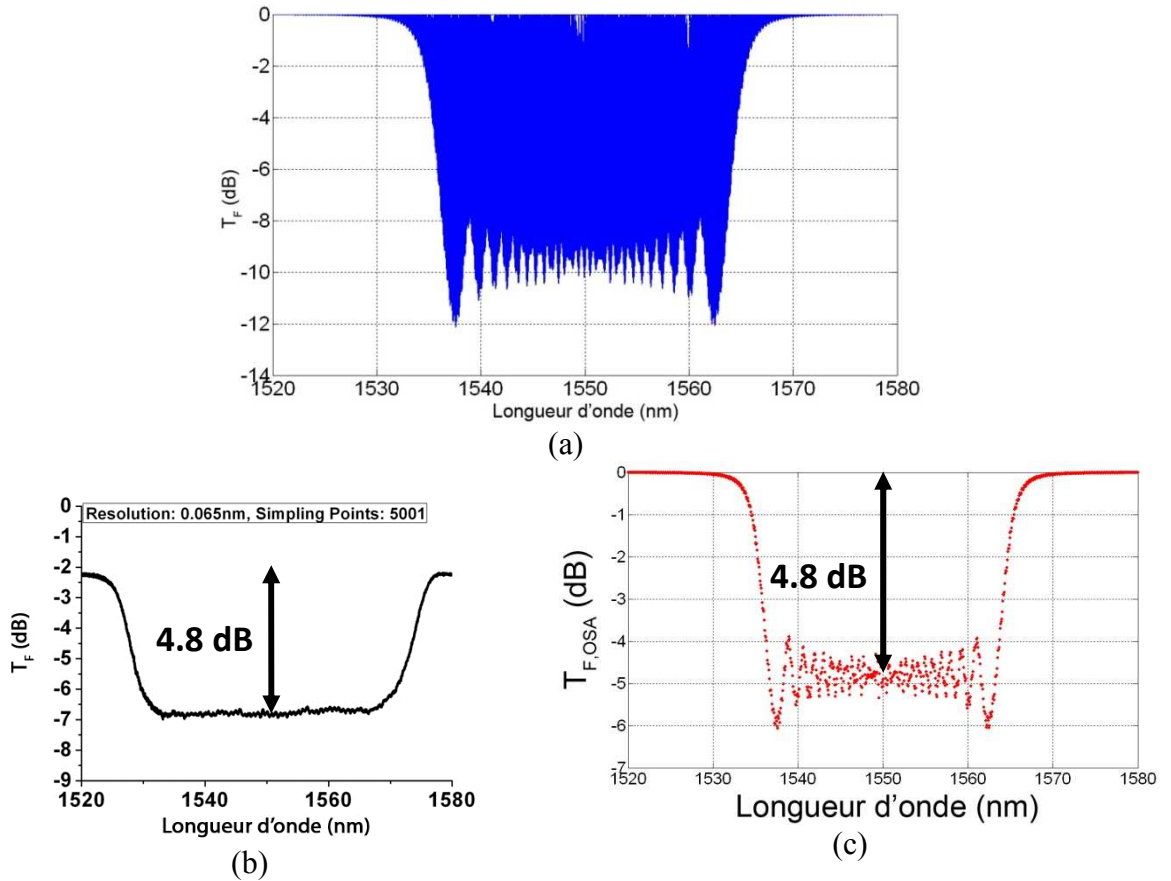


Figure 3.11 : Comparaison des résultats entre simulation et manipulation expérimentale au cas de la cavité formée entre deux LCFBGs (a) Résultat de simulation avec 101101 points échantillonnés (b) Résultat mesuré par l'OSA (c) Résultat simulé selon la résolution de l'OSA.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

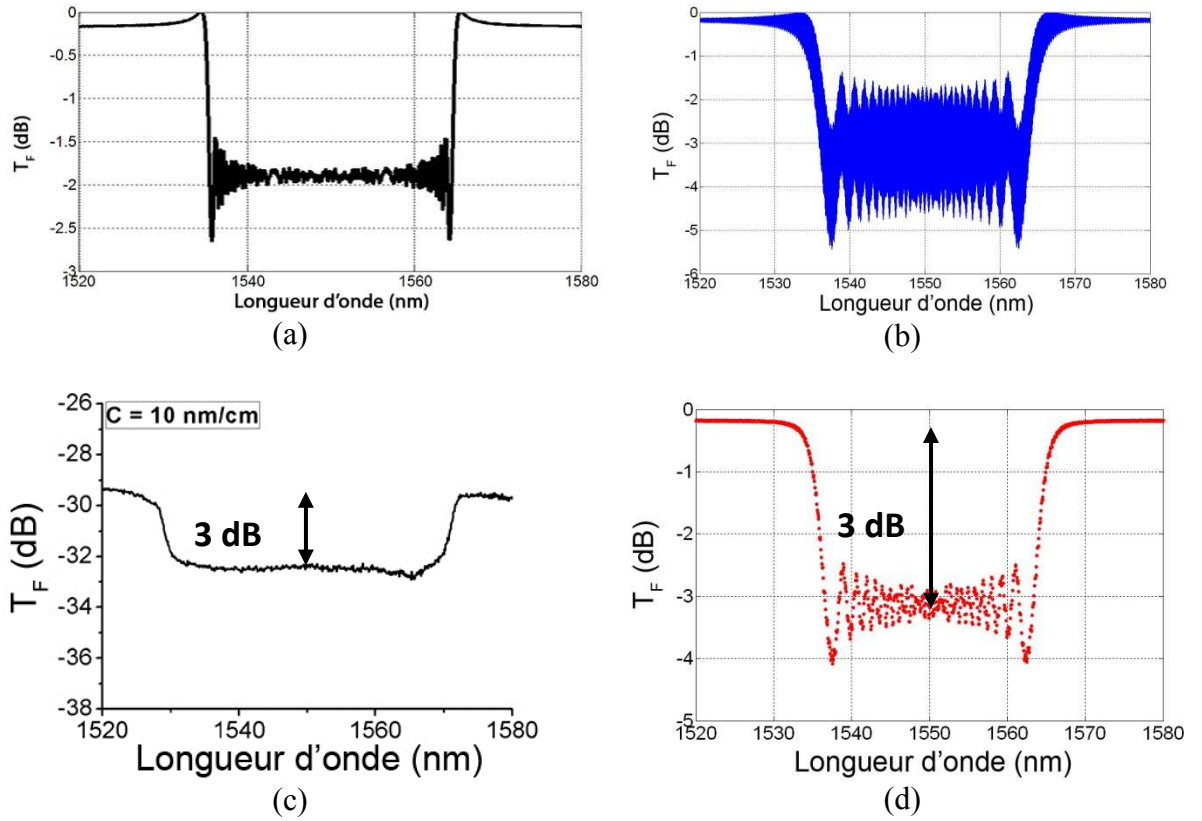


Figure 3.12 : Comparaison des résultats entre simulation et manipulation expérimentale au cas de la cavité continuum formée entre un miroir faible et un LCFBG (a) Résultat de simulation au cas idéal (b) Résultat de simulation au cas réel avec 101101 points échantillonnés (c) Résultat mesuré par l'OSA (d) Résultat simulé selon la résolution de l'OSA.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

3.9 (a), et l'ISL simulé est de $0.23\mu m$. Cet ISL est quasiment pareil que celui des calculs par l'équation suivante :

$$ISL \approx \frac{\lambda_c^2}{2n_0L_c} \quad (III.8)$$

où λ_c est la longueur d'onde centrale dans certain intervalle. Si l'on prend $\lambda_c = 1550nm$, $n_0 = 1.5$ et $L_c = 350\mu m$, alors $ISL = 0.2288\mu m$.

En outre, la meilleure résolution de l'OSA qu'on utilise est de $65\mu m$, il y a donc 260 pics dans la zone de résolution, Figure 3.9 (b). L'OSA n'arrive pas du tout à distinguer tous les pics, donc il prend une valeur moyenne dans la région de la résolution et affiche cette valeur pour chaque point sur l'écran de l'OSA. Si l'on veut que l'OSA puisse distinguer les pics, l'ISL doit au moins être deux fois la résolution de l'OSA, soit $0.13\mu m$. Et donc la longueur de la cavité doit être inférieure à $6\mu m$ pour notre OSA. Figure 3.10 montre la superposition de la simulation au cas réel et la simulation au cas de la résolution de l'OSA.

Les différentes comparaisons sont représentées Figure 3.11. Le nombre de points échantillonnés pour la simulation est de 101101, on voit que le spectre dans Figure 3.11 (a) est plus précis que celui en employant 2001 points échantillonnés dans Figure 3.8 (b). On obtient le même résultat mesuré et simulé quand on prend les valeurs de résolution de l'OSA pour nos simulations. La transmission est de $4.8dB$ par rapport au niveau de référence, Figure 3.11 (b) et (c). La Figure 3.12 montre les mêmes comparaisons entre simulation et mesures dans le cas où la condition Continuum est respectée ; on obtient aussi le même résultat, la transmission de la cavité est de $3dB$.

On a trouvé la raison pour laquelle l'OSA n'affiche pas de pics : c'est juste à cause de la résolution faible. C'est pourquoi les spectres mesurés sont propres sans pics. Donc, pour améliorer la manipulation expérimentale, soit on élève la résolution de l'OSA, soit on se concentre sur la cavité intégrale et lithographiée sur la puce InP. Sur InP la valeur du chirp peut être plus grande, la cavité continuum devient donc plus courte. Donnons tout d'abord quelques informations sur la fabrication du réseau de Bragg chirpé sur InP.

III.3 Présentations sur le réseau de Bragg gravé sur InP

Le réseau de Bragg chirpé sur InP est fabriqué par Alcatel Thalès III-V Laboratoire [54] dans le cadre d'un partenariat et d'un projet ANR.

La structure de base est réalisée par la méthode de l'épithaxie par jet moléculaire. Il y a trois couches dans un empilement épithaxié : en bas, c'est le substrat InP ; au milieu, c'est le guide GaInAsP ; en haut, c'est l'InP non dopé. Le réseau de Bragg chirpé est donc gravé par lithographie E-beam. La Figure 3.13 montre le profil de la puce après gravure.

La hauteur du ruban pour la deuxième couche est de $0.5\mu m$. Et la largeur du ruban influe faiblement sur l'indice effectif de réfraction. Donc l'indice effectif considéré dans le design du masque est d'environ 3.2. Quant au coefficient de couplage, sa valeur est contrôlée par la profondeur de gravure. Les Tableaux 3 et 4 montrent respectivement les relations parmi la largeur du ruban, l'indice effectif et le coefficient du couplage.

Tableau 5 : Indice réfractif considéré sur InP

<i>Largeur de ruban (μm)</i>	<i>Indice effectif</i>		
	TE ₀₀	TM ₀₀	TE ₀₁
0.5	3.182	3.182	
1	3.209	3.207	
1.5	3.223	3.22	3.172
2	3.23	3.226	3.192
2.5	3.234	3.23	3.206
3	3.237	3.232	3.215

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

Tableau 6 : Coefficient de couplage considéré sur InP

<i>Largeur de ruban (μm)</i>	κ (cm^{-1})		
	TE ₀₀	TM ₀₀	TE ₀₁
0.5	121.5	121.5	
1	395.0	374.8	
1.5	536.8	506.5	20.3
2	607.7	567.2	222.8
2.5	648.3	607.7	364.6
3	678.6	628.0	455.8

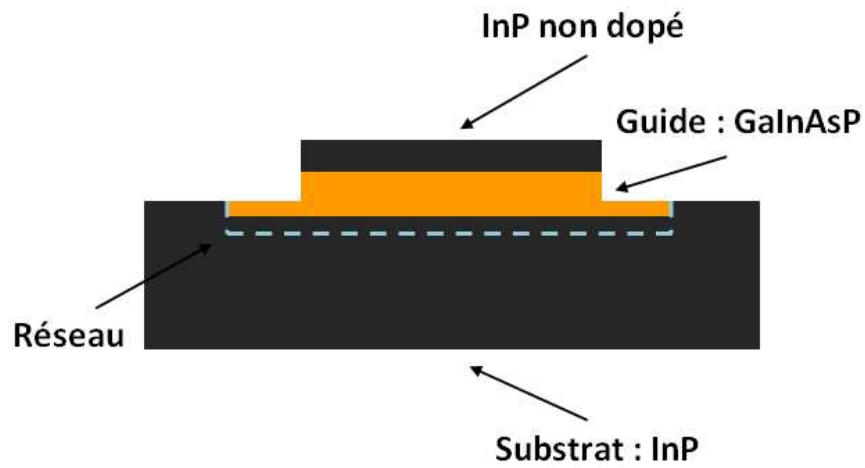


Figure 3.13 : Profil de cellule.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

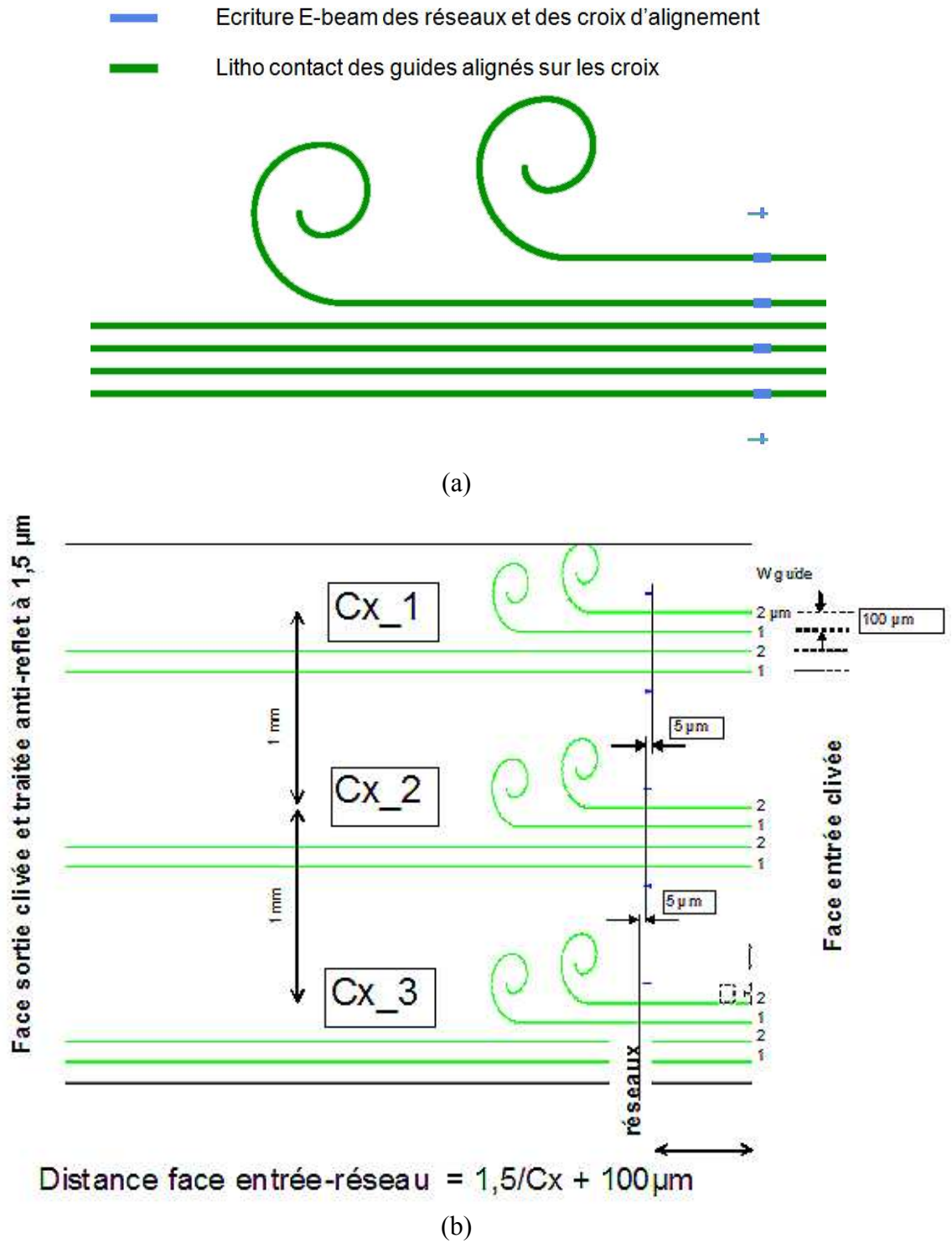


Figure 3.14 : (a) Cellule de base (b) Détails des cellules.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

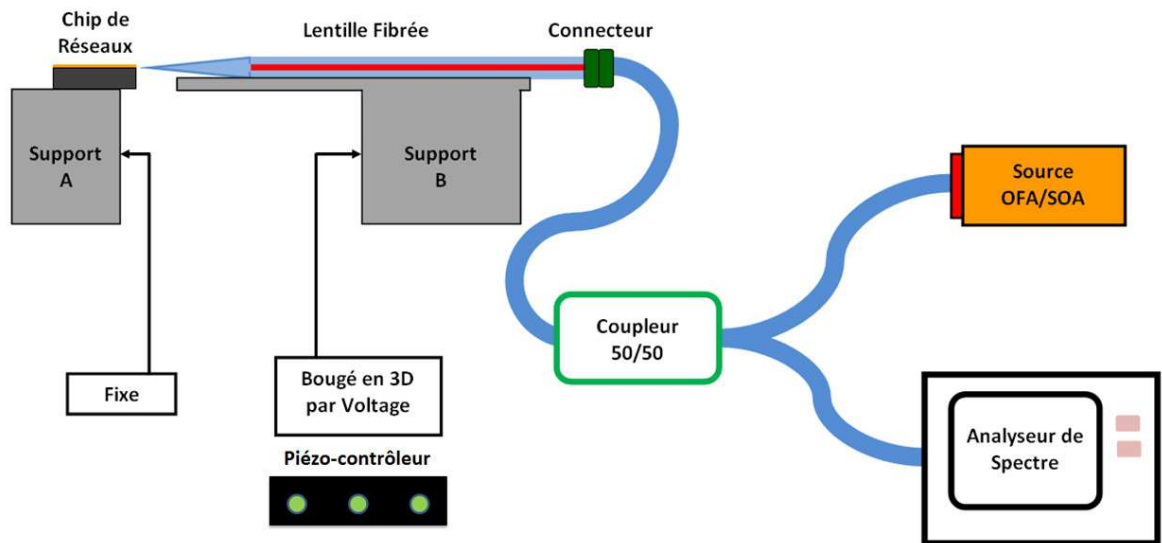


Figure 3.15 : Montage pour mesurer la réflexion du réseau.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

Les plaques des réseaux, fournies par Alcatel Thalès III-V Laboratoire, ont cinq valeurs de chirp différentes, soit 0.5, 1, 1.5, 2 et 3 $nm/\mu m$. Et dans un réseau, il y a environ 200 périodes au maximum, donc la longueur du réseau est d'environ $50\mu m$.

La Figure 3.14 montre les détails des cellules du réseau. Pour une cellule de base, elle comporte 4 guides : deux guides sont pour mesurer la réflexion. Ce guide se termine en boucle pour que la lumière disparaisse dans le matériau et ne soit pas réfléchi. Enfin deux autres guides tout droits sont réalisés pour mesurer la transmission d'un guide seul. Les largeurs de guide sont 1 et 2 μm . La distance entre deux guides proches est de $100\mu m$. Les cellules indexées $C \times 2$ et $C \times 3$ ont des réseaux décalés de 5 et 10 μm par rapport à $C \times 1$, où \times se représente la valeur du chirp. Les faces d'entrée et de sortie sont clivées et traitées anti-reflet à $1500nm$ par une monocouche d' Al_2O_3 .

Le montage pour mesurer la réflexion est montré Figure 3.15. Tous les dispositifs sont placés sur un banc optique. La puce est disposée sur le support fixe, la fibre lentillée est mise sur le support mobile. Ce support-là peut être bougé finement dans trois directions par un contrôleur à piezoélectrique. Le couplage entre la fibre et la puce est réalisé par la fibre lentillée. La lumière est donc injectée dans le guide par la fibre lentillée et réfléchi par le réseau. La lumière réfléchi est couplée de nouveau dans la fibre et mesurée par l'analyseur de spectre.

Comme la période minimum du réseau est environ $241.5nm$, Tableau 7, la longueur d'onde de Bragg est de $1545.6nm$. La bande de réflexion est donc dans la bande L ($1560nm - 1630nm$). Par contre, la source blanche utilisée est dans la bande C. Les deux bandes de travail ne sont donc pas bien superposées. En plus, il y a beaucoup de pertes à cause du couplage entre la fibre et la puce. En conséquence, on n'a pas réussi à trouver le signal de réflexion.

Figure 3.16 montre le résultat simulé selon un cas du réseau lithographié sur InP. On suppose que le coefficient de couplage est le plus élevé, soit $678.6cm^{-1}$ pour la simulation. On voit que la longueur d'onde centrale dans la bande de réflexion est de $1590nm$, et la réflectivité est d'environ $-2.5dB$. La partie en rouge représente la zone des longueurs d'onde de Bragg. Les parties en bleu sont les régions des longueurs d'onde en dehors du réseau de Bragg. Donc, si on veut trouver le signal de réflexion par les mesures, on doit élever le coefficient de couplage et faire la bande de réflexion dans la bande C.

CHAPITRE III

Mesures Expérimentales

Tableau 7 : Période minimum pour chaque valeur chirpée

C (nm/ μ m)	Période minimum (nm)
0.5	241.527
1	241.5459
1.5	241.5647
2	241.58349
3	241.62113

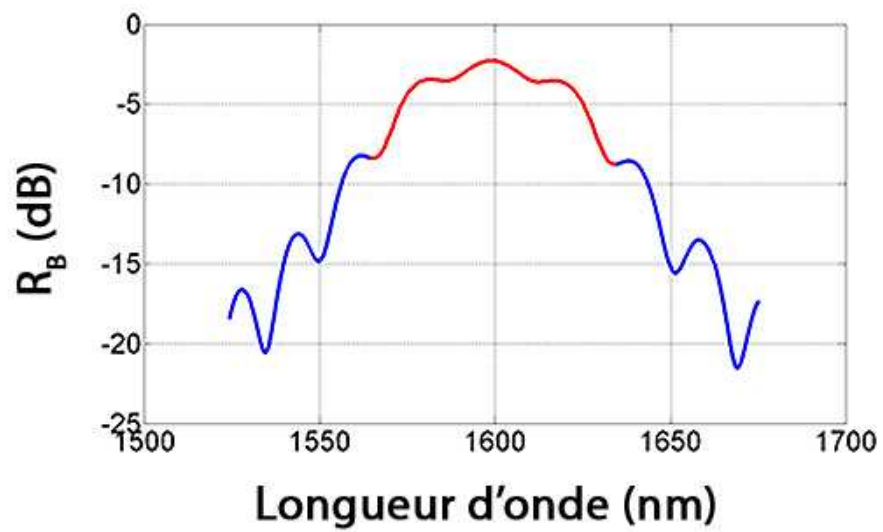


Figure 3.16 : Réflectivité simulée d'un réseau gravé sur InP lorsque $C = 3\text{nm}/\mu\text{m}$, $L = 23.65\mu\text{m}$, $N = 96$, $n_{\text{eff}} = 3.237$ et $\kappa = 678.6\text{cm}^{-1}$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser Réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

Des mesures expérimentales de la lumière émise par un nouveau type de laser sont présentées dans ce chapitre. Ce laser est réalisé en plaçant un SOA entre deux LCFBGs. La courbe P-I de cette structure et sa distribution spectrale de puissance optique aux courants élevés sont similaires à ceux de lasers en bande large. Un verrouillage du mode est effectué optiquement par injection d'un laser maître dans la cavité non seulement pour la cavité hybride mais aussi pour la cavité intégrée.

IV.1 Introduction

L'utilité du réseau de Bragg chirpé à fibre a déjà été démontrée [38] pour générer des impulsions optiques de longueurs d'onde accordables. Le réseau de Bragg chirpé est considéré comme un miroir de Bragg dont la période varie linéairement d'une extrémité du réseau à l'autre. Ça rend possible l'élargissement de la bande passante de réflexion pour pratiquement n'importe quelle valeur désirée. L'un des miroirs d'une cavité de Fabry-Pérot a été remplacé dans [38] par un réseau de Bragg chirpé à fibre vérifiant la condition Continuum. Alors, on étend ce principe et analyse expérimentalement l'émission optique d'un laser formé en mettant un SOA entre deux réseaux de Bragg chirpés identiques.

Ce type de laser, comme il sera montré, a un spectre d'émission similaire à celui du laser continuum présenté dans [55]. Il a l'avantage d'une conception et d'une fabrication simple. Une telle structure peut être utilisée avec succès dans les communications optiques WDM. En ce qui concerne les autres domaines dans lesquels les lasers continuum sont habituellement utilisés, on peut lister la tomographie de cohérence optique (Optical Coherence Tomography, OCT), les capteurs, la spectroscopie (fluorescence, ...). Les propriétés de telles structures restent à être évaluées par des mesures de cohérence, semblables à celles réalisées dans le document [56].

IV.2 Laser de la cavité hybride

On mesure tout d'abord le gain du SOA seul. Et puis, les caractéristiques de ce type de laser sont évaluées sur leurs propriétés de base, telles que la condition d'oscillation, la courbe P-I et les spectres d'émission. Une comparaison est ensuite effectuée entre les caractéristiques spectrales de toute la cavité et celles de ses composants (SOA et LCFBGs). Cela montrera enfin comment l'interaction, entre le gain du SOA et la sélectivité spectrale des deux réseaux de Bragg chirpés fonctionne dans le gain total de la cavité résonante.

IV.2.1 Gain du SOA

Tout d'abord, on doit connaître le gain du SOA qu'on va mettre dans la cavité externe. Figure 4.1 montre le montage expérimental pour mesurer le gain. On utilise un laser accordable comme une source de lumière. Alors, le faisceau est injecté dans le SOA, il est amplifié par le SOA, puis il sort du SOA et est enfin mesuré par le puissance-mètre optique. Le gain est donné par l'équation simple ci-après :

$$\text{Gain}(dB) = P_{out}(dBm) - P_{in}(dBm) \quad (IV.1)$$

où P_{in} et P_{out} sont les puissances optiques émise par la source et mesurée par l'analyseur de spectre optique, respectivement. Figure.4.2 montre une courbe du gain du SOA lorsque $Temp = 40^\circ C$. On observe que le gain maximum est aux alentours de la longueur d'onde $1570nm$. En fait, le gain maximum du SOA baisse avec l'augmentation de la température du SOA pour un même courant du SOA. Par contre, si la température de travail du SOA est fixe, le gain maximum du SOA augmente ainsi que le sommet du gain devient plus plat jusqu'à la saturation.

IV.2.2 Montage expérimental de la cavité laser hybride

Figure 4.3 montre le schéma de la structure du laser et le montage expérimental utilisé pour mesurer son émission spectrale. Le SOA au milieu est recouvert d'une couche d'anti-réflexivité (AR) et il agit comme un milieu actif, tandis que les deux réseaux de Bragg chirpés forment les miroirs de la cavité résonante.

En négligeant la dispersion pour tous les milieux, on peut supposer que tous les indices de réfraction, du SOA (n_a), de la fibre (n_{fb}) et des réseaux (n_{eff}) sont constants pour toutes les longueurs d'onde (λ), respectivement. Néanmoins, la longueur du chemin optique d'aller-retour augmente avec l'augmentation de λ . C'est parce que, comme il a été indiqué précédemment, la position du plan de réflexion efficace dans les réseaux chirpés n'est pas la même pour chaque longueur d'onde.

CHAPITRE IV
Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

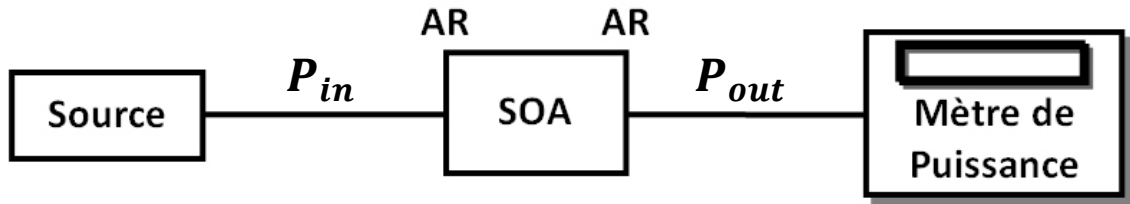


Figure 4.1 : Montage pour mesurer le gain de SOA.

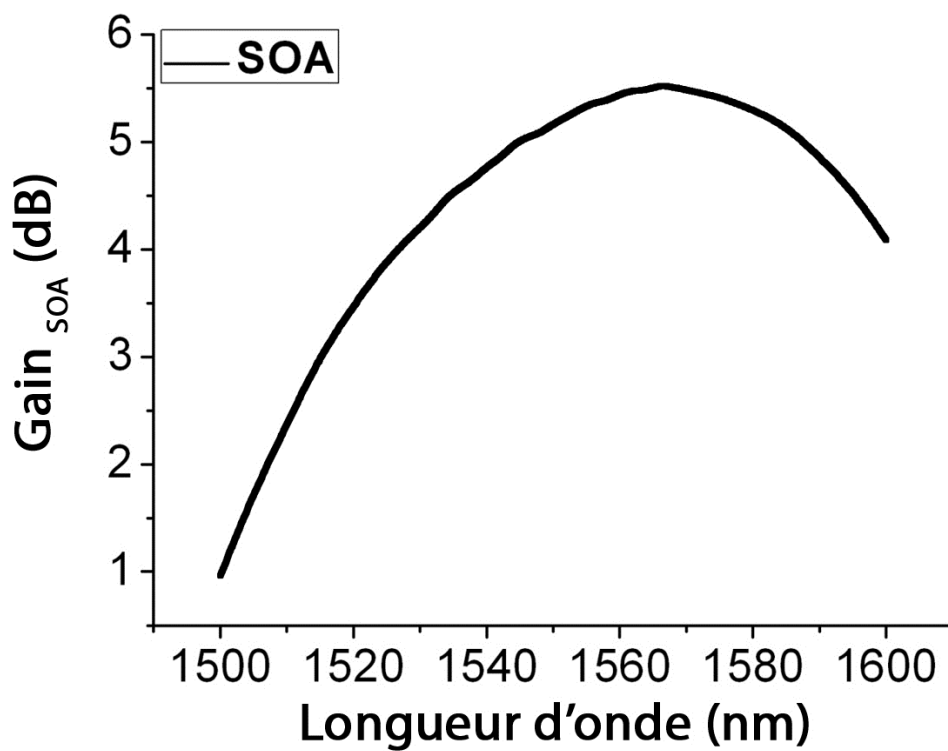


Figure 4.2 : Gain du SOA lorsque $I_{SOA} = 80\text{mA}$, $P_{in} = 0\text{dBm}$ et $Temp_{SOA} = 20.5^{\circ}\text{C}$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

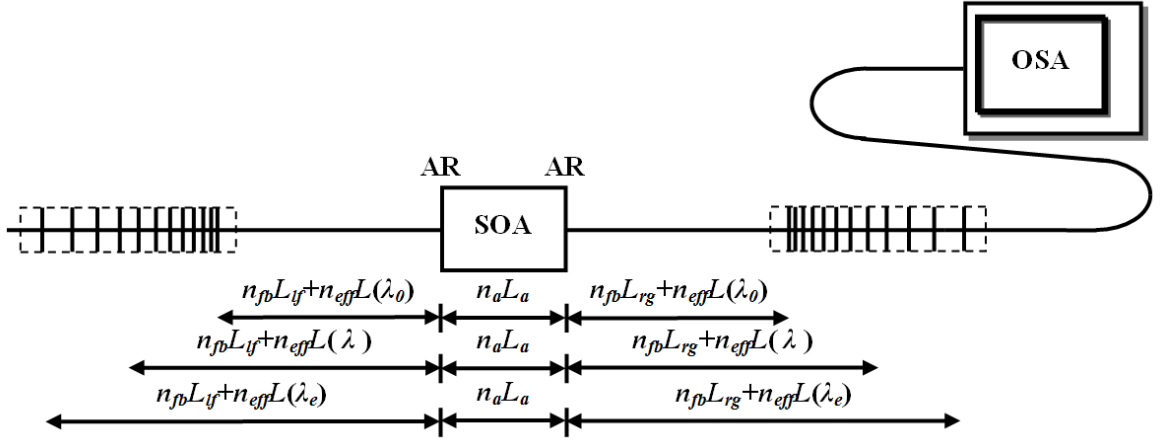


Figure 4.3 : Montage expérimental montrant la cavité du laser formée par un SOA et deux réseaux de Bragg chirpés à fibre, et la condition d'oscillation dans la cavité, $C = 100\text{nm/cm}$, $R_B = 50\%$ et $L_{lf} + L_a + L_{rg} = 31\text{cm}$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

Dans la Figure 4.3, L_a est la longueur du SOA, L_{lf} et L_{rg} sont les longueurs de fibres à gauche et à droite du SOA, respectivement, et $L(\lambda)$ est la distance entre le début de chaque réseau et le plan effectif de la réflexion correspondant à chaque λ . Après la sortie de la cavité, la lumière émise est mesurée par un analyseur optique de spectre avec une résolution de $0.065nm$. Tenant compte de la condition d'oscillation présentée ci - dessous,

$$n_{fb}L_{lf} + n_{eff}L(\lambda) + n_aL_a + n_{eff}L(\lambda) + n_{fb}L_{rg} = P \frac{\lambda}{2} \quad (IV.2)$$

où P est le numéro de mode, et en considérant que $n_{eff}L(\lambda)$ est assez petit pour être négligé du côté gauche de l'équation. Alors, une valeur de $0.00258nm$ est obtenue pour l'ISL du laser, ce qui est inférieur à la résolution de l'OSA. Pour cette raison, l'OSA agit comme un filtre passe-bas, qui n'affiche que la moyenne pour chaque longueur d'onde.

Selon l'équation d'oscillation dans le document [38] ainsi que l'équation d'oscillation continuum(II.15), l'expression suivante montre la valeur du chirp du réseau en fonction de la longueur de la cavité pour cette structure du laser,

$$C = \frac{2n_{eff}\lambda_0}{n_aL_a + n_{fb}(L_{lf} + L_{rg})} \quad (IV.3)$$

Le paramètre de chirp du réseau qu'on utilise est de $100nm/cm$, donc la longueur totale de la cavité $L_{lf} + L_a + L_{rg}$ est d'environ $31cm$.

IV.2.3 Caractéristiques du laser en cavité hybride

Les caractéristiques P-I de ce laser sont affichées dans les Figure 4.4 et 4.5 pour des températures de 20 et 30°C respectivement. Comme on peut le constater, le seuil du courant de l'émission du laser est de $40mA$ quand $Temp_{SOA} = 20^\circ C$. Quand la température du SOA est de $30^\circ C$, le seuil du courant de l'émission du laser devient $50mA$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

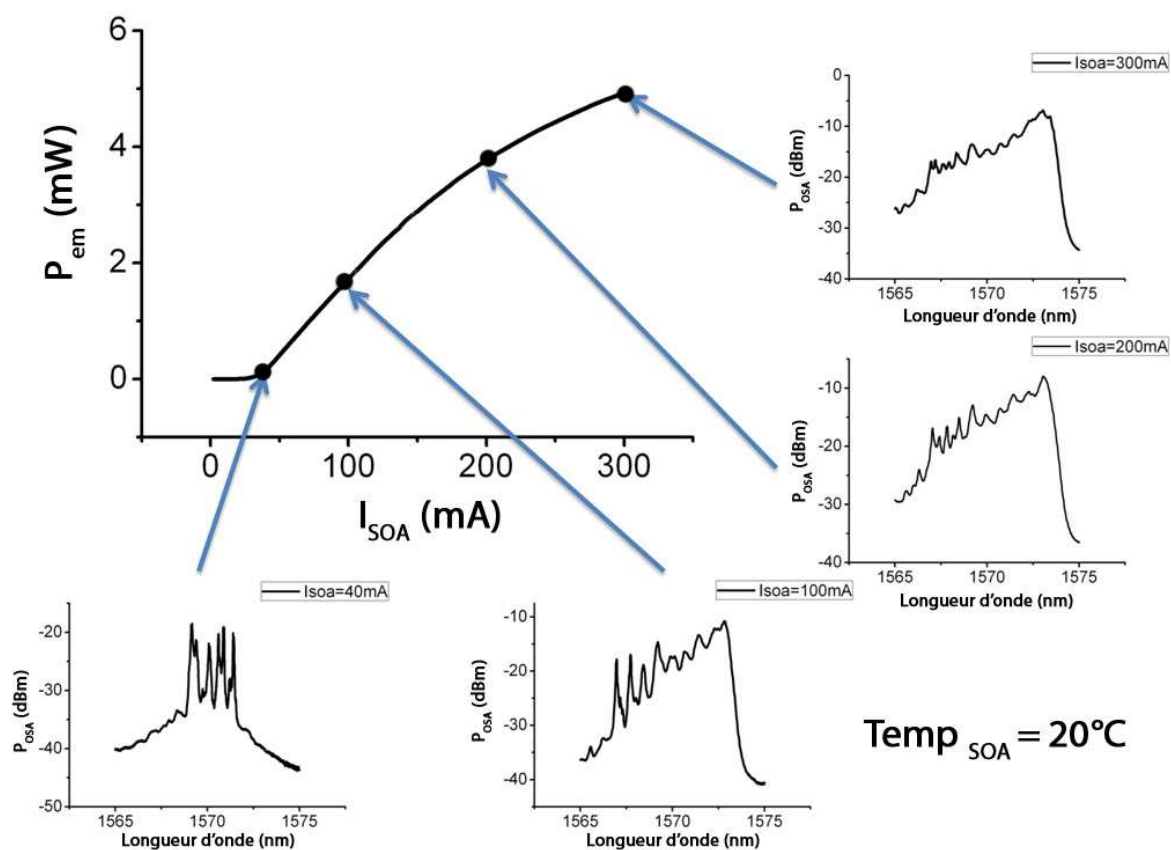


Figure 4.4 : Puissance d'émission en fonction du courant de SOA lorsque la température de travail du SOA $Temp_{SOA} = 20^{\circ}C$, et les spectres d'émission à 4 courants différents.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

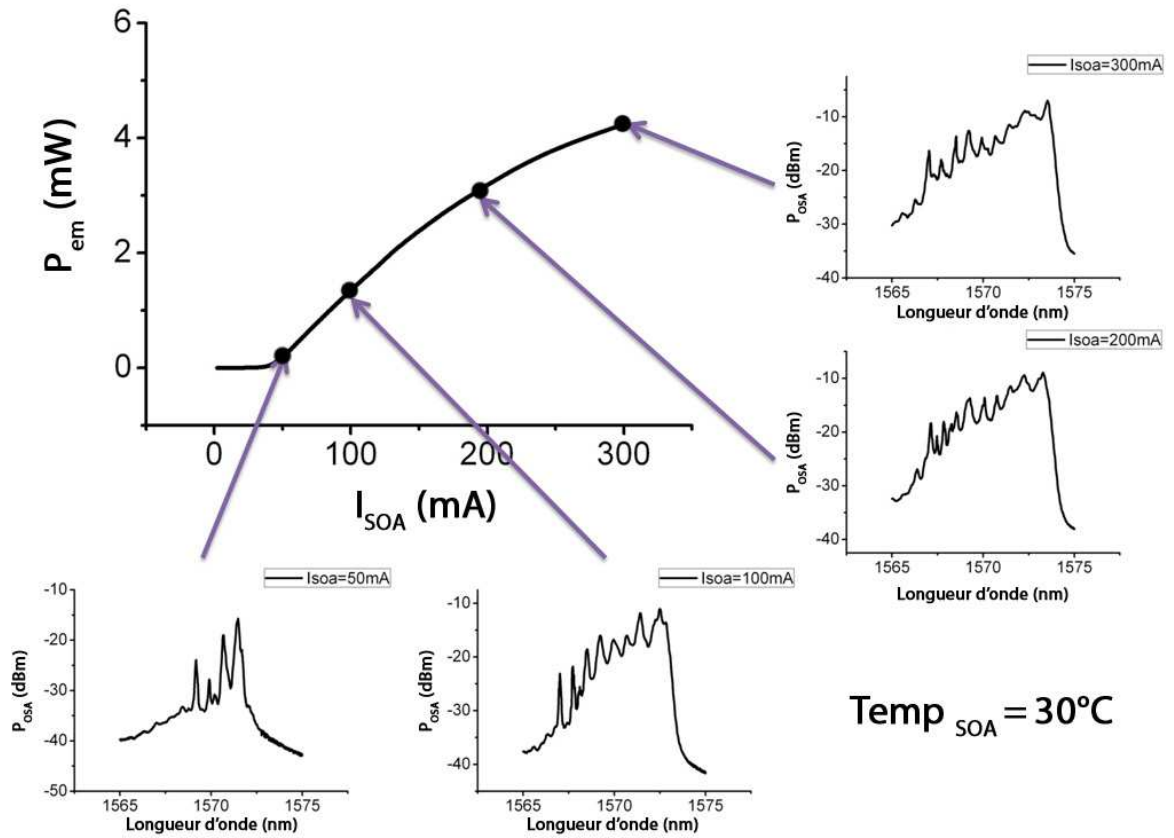


Figure 4.5 : Puissance d'émission en fonction du courant de SOA lorsque la température de travail du SOA $Temp_{SOA} = 30^\circ C$, et les spectres d'émission à 4 courants différents.

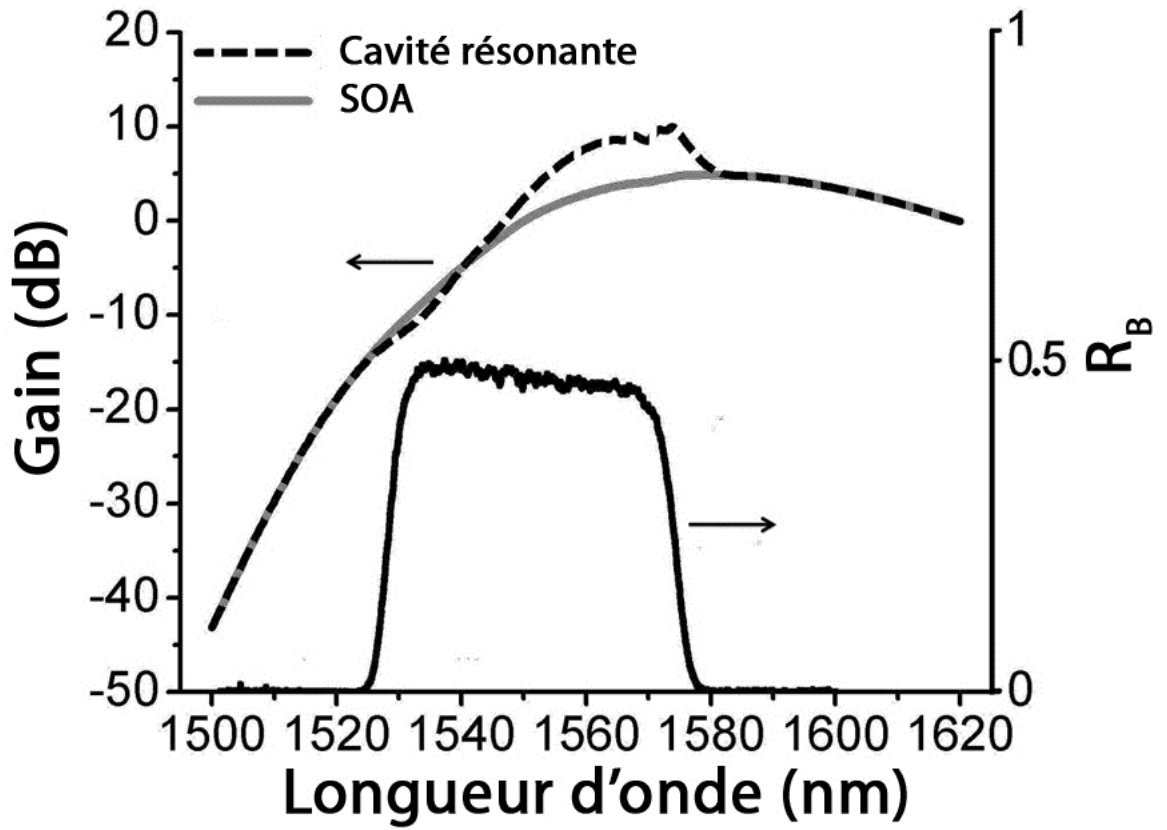


Figure 4.6 : Comparaison parmi le gain total de la cavité, le gain du SOA unique et la réflectivité des réseaux de Bragg, lorsque $I_{SOA} = 150\text{mA}$, $Temp_{SOA} = 20^\circ\text{C}$.

----- gain total de la cavité
 — gain du SOA (gris)
 — réflectivité du réseau (noir)

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

La pente de P-I à partir du seuil du courant est plus abrupte quand la température du SOA est de 20°C que celle quand la température du SOA est de 30°C.

Les réponses spectrales sont également insérées dans les Figure 4.4 et 4.5, à 4 points différents le long de la courbe de P-I. Quand le courant augmente, la bande du laser s'élargit et la réponse spectrale devient de plus en plus uniformément distribuée sur toute la bande de l'émission du laser. Lorsque le courant augmente à plus de 200mA, l'émission du laser a une tendance à saturer et la réponse spectrale devient quasiment uniforme dans un intervalle de 10nm. Cela ressemble à des spectres de lasers continuum actuels, bien que limités à une bande passante courte $1565nm < \lambda < 1575nm$. La structure de la Figure 4.3 peut encore être développée, par exemple en élargissant le LCFBG, juste pour approcher une source continuum avec une bande large.

On est obligé d'indiquer que, bien qu'il ait l'air d'avoir un spectre ayant une bande continuum, la résolution de l'OSA (65pm) est plus grande que l'ISL (2.58pm). Le fonctionnement qui semble continuum doit être vérifié par d'autres analyses spectrales et ou temporelles. Des mesures complémentaires sont absolument nécessaires pour affiner notre compréhension de ce fonctionnement laser.

Le gain de la cavité résonante est montré Figure 4.6. De même, pour une meilleure compréhension des processus physiques impliqués, le gain du SOA unique et la réflectivité des deux réseaux sont superposés dans la même figure. En considérant la bande de réflexion des réseaux, on peut dire que pour chaque longueur d'onde $\lambda < 1525nm$ et $\lambda > 1580nm$, la lumière passe à travers la cavité sans aucune oscillation et elle est amplifiée une seule fois par le SOA. C'est parce qu'il n'y a pas de miroirs de Bragg pour réfléchir. C'est pourquoi dans ces deux régions-là, le gain de la cavité entière coïncide avec le gain du SOA.

La résonance ne se produit que sur la bande de réflexion des réseaux ($1525nm < \lambda < 1580nm$). Dans cette région, la lumière est réfléchiée plusieurs fois par les miroirs de Bragg et elle est amplifiée par le SOA plus d'une fois. Pour les longueurs d'onde plus courtes $1525nm < \lambda < 1550nm$, bien qu'elles soient réfléchies et amplifiées plusieurs fois à l'intérieur de la cavité, l'effet laser ne peut pas être généré. C'est parce que le gain total est toujours inférieur aux pertes dans la cavité externe. À l'opposé, sur la bande d'émission du laser entre 1565nm jusqu'à 1575nm, le gain est plus élevé que celui du SOA unique.

IV.3 Laser monomode en blocage d'injection optique pour la cavité hybride

Le laser en blocage de mode est étudié dans cette partie. Le montage expérimental est montré dans la Figure 4.7. Une source laser accordable (TL, Tunable Laser), dont la puissance (P_{TL}) est de $-5dBm$, est injectée à partir du côté gauche de la cavité externe tandis que le courant du SOA est de $75mA$. Un contrôleur de polarisation (PC, Polarization Controller) est placé devant le laser esclave pour faire accorder le mode injecté du laser maître avec l'un des modes polarisés du SOA. Le spectre de la lumière est capturé par l'analyseur optique, et la puissance est mesurée par le puissance-mètre.

L'émission initiale du laser seul avant d'injecter le laser maître est représentée dans la Figure 4.8. On observe clairement qu'il y a huit pics, les longueurs d'onde de ces huit pics sont listées sur le Tableau 8. Les distances entre deux pics adjacents sont montrés sur

Tableau 8 : Pics apparaissant sur la large bande (nm)

λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6	λ_7	λ_8
1566.92	1567.68	1568.4	1569.18	1569.92	1570.7	1571.42	1572.2

Tableau 9 : ISLs entre deux pics adjacents (nm)

$\lambda_2 - \lambda_1$	$\lambda_3 - \lambda_2$	$\lambda_4 - \lambda_3$	$\lambda_5 - \lambda_4$	$\lambda_6 - \lambda_5$	$\lambda_7 - \lambda_6$	$\lambda_8 - \lambda_7$
0.76	0.72	0.78	0.74	0.78	0.72	0.78

Tableau 10 : Longueur d'onde injectée dans la cavité (nm)

λ_1'	λ_2'	λ_3'	λ_4'	λ_5'	λ_6'	λ_7'	λ_8'
1567	1567.5	1568.25	1569.25	1570	1570.75	1571.5	1572.25

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

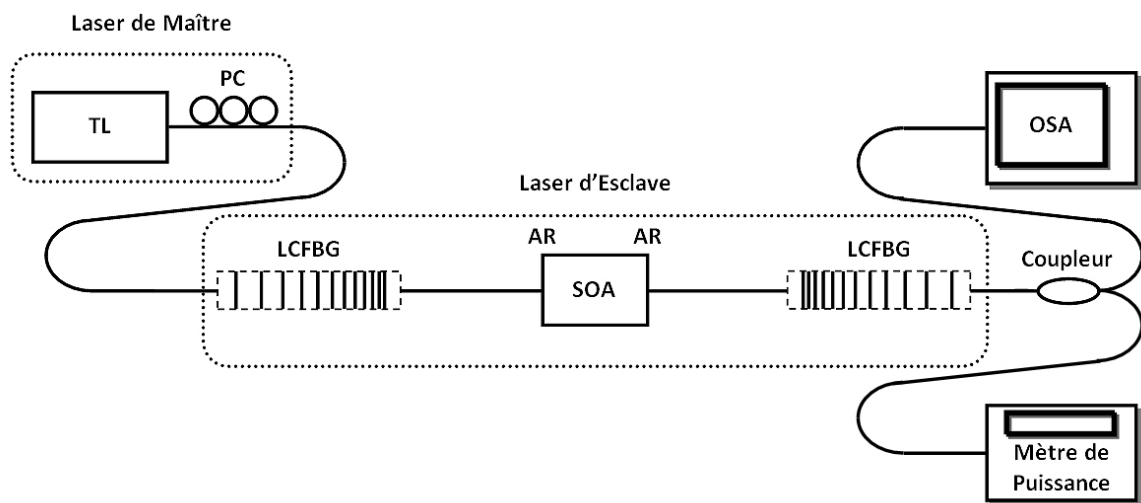


Figure 4.7 : Montage expérimental du laser en blocage d'injection optique. TL : laser accordable ; PC : contrôleur de polarisation.

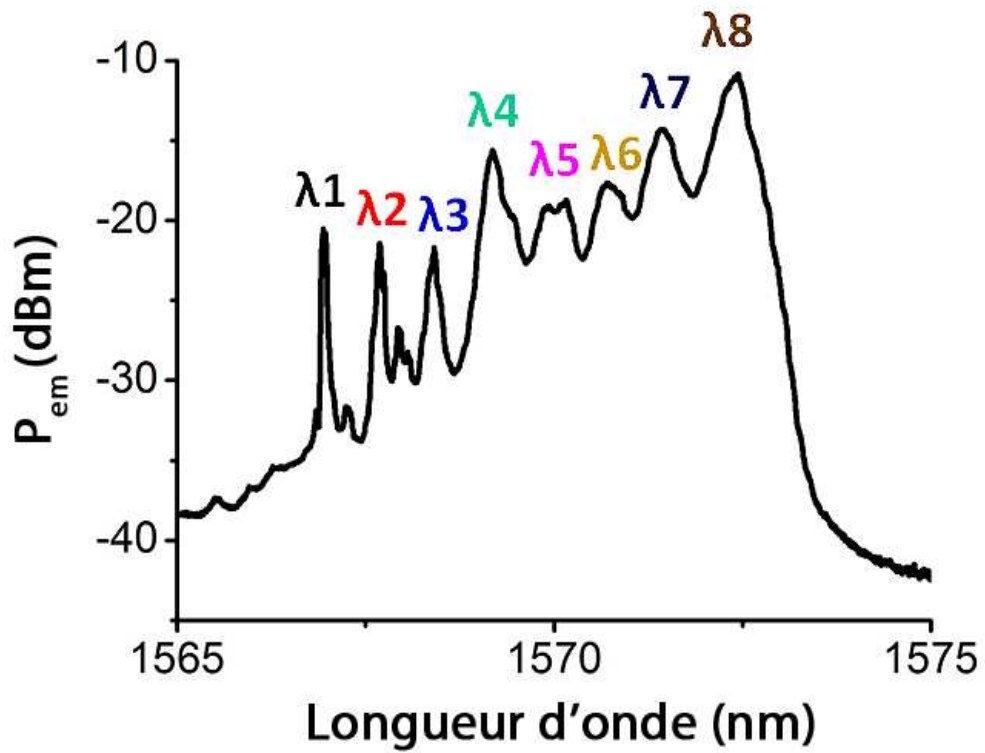


Figure 4.8 : Spectre émis du laser lorsque le courant du SOA est de 75mA et la température de travail du SOA est de 20°C.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

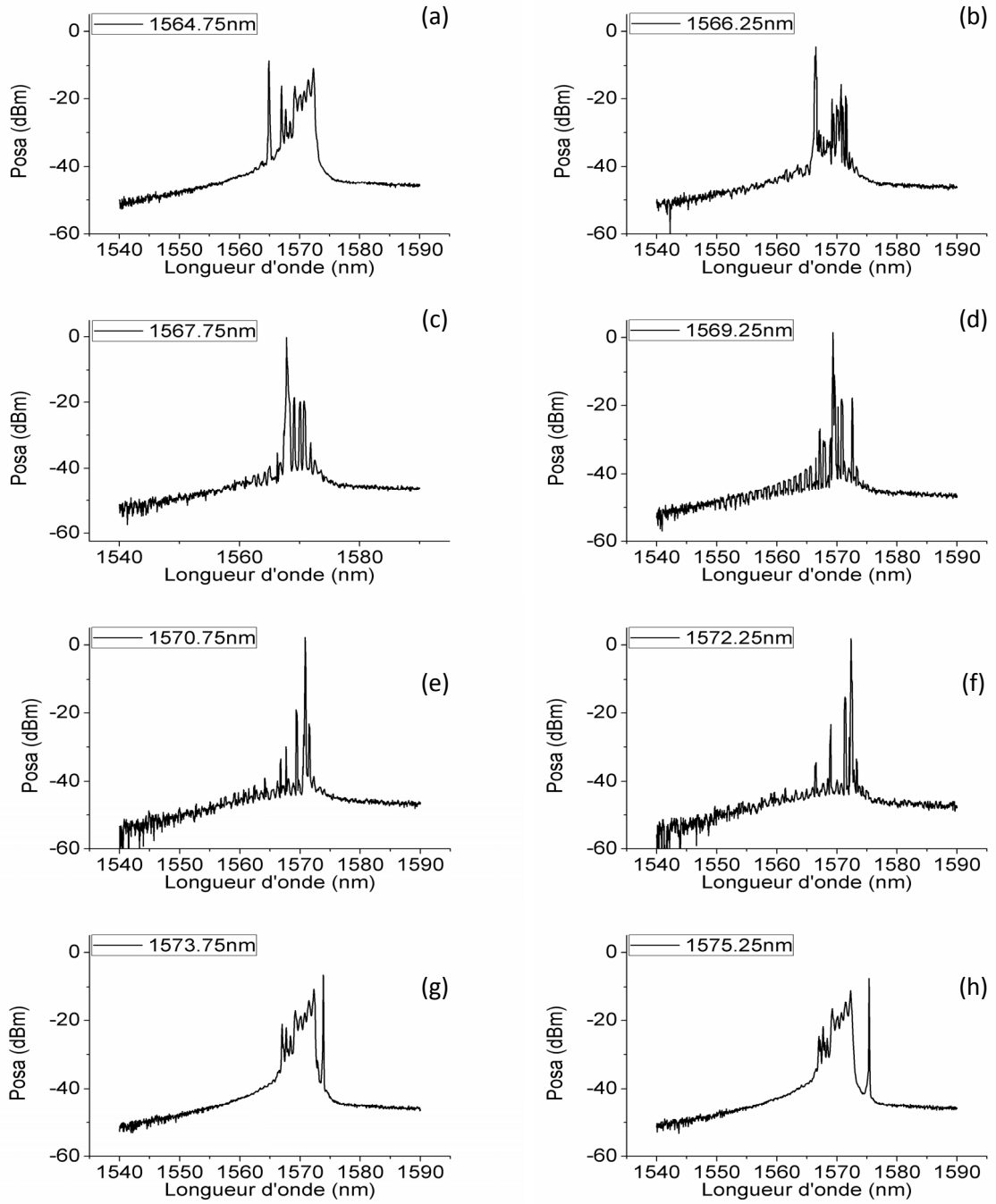


Figure 4.9 : Les réponses spectrales quand un petit pulse optique λ_{TL} émis par le laser accordable est injecté dans la cavité (a) $\lambda_{TL} = 1564.75$ (b) $\lambda_{TL} = 1566.25$ (c) $\lambda_{TL} = 1567.75$ (d) $\lambda_{TL} = 1569.25$ (e) $\lambda_{TL} = 1570.75$ (f) $\lambda_{TL} = 1572.25$ (g) $\lambda_{TL} = 1573.75$ (h) $\lambda_{TL} = 1575.25$ lorsque $I_{SOA} = 75\text{mA}$, $\text{Temps}_{SOA} = 20^\circ\text{C}$ et $P_{TL} = -5\text{dBm}$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

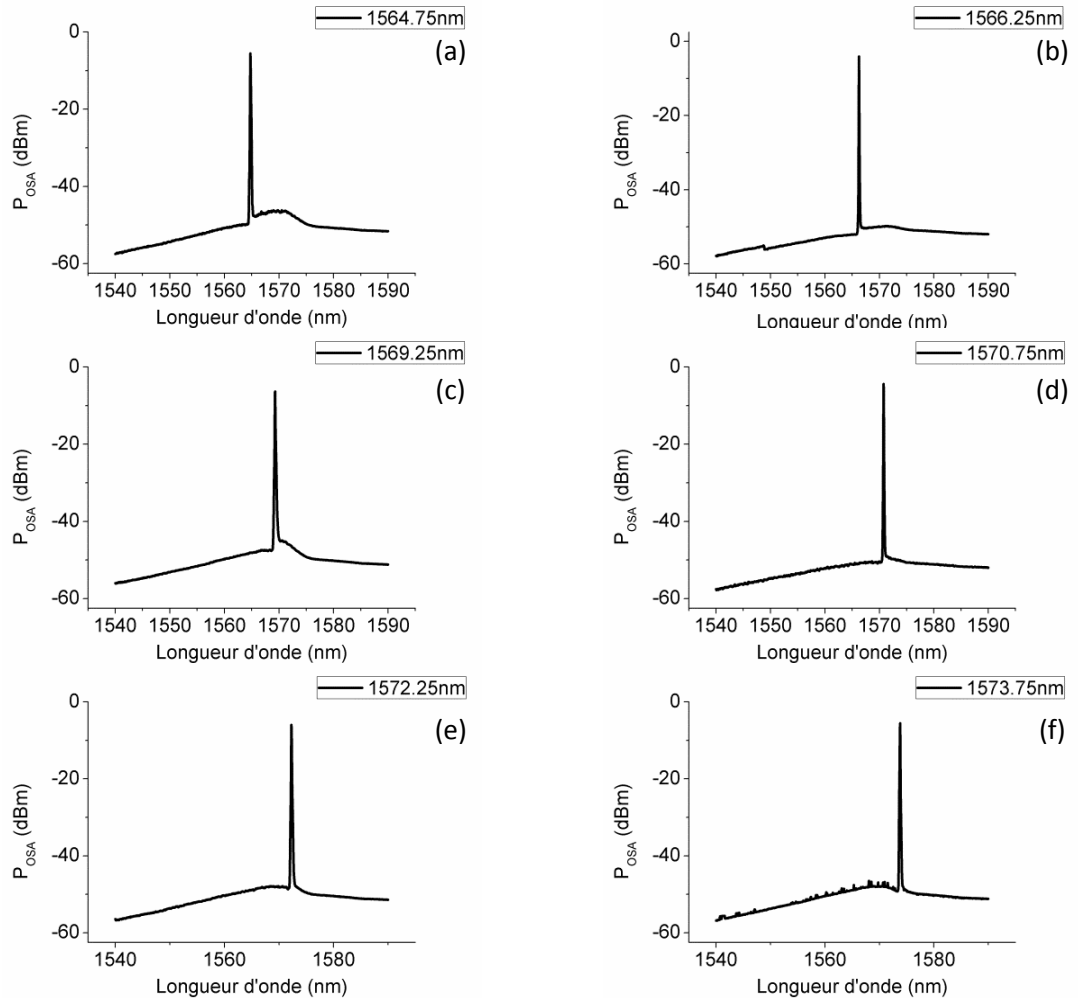


Figure 4.10 : Les réponses spectrales quand un petit pulse optique λ_{TL} émis par le laser accordable est injecté dans la cavité (a) $\lambda_{TL} = 1564.75$ (b) $\lambda_{TL} = 1566.25$ (c) $\lambda_{TL} = 1569.25$ (d) $\lambda_{TL} = 1570.75$ (e) $\lambda_{TL} = 1572.25$ (f) $\lambda_{TL} = 1573.75$ lorsque $I_{SOA} = 75$ mA, $Temp_{SOA} = 20^{\circ}C$ et $P_{TL} = 0$ dBm.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

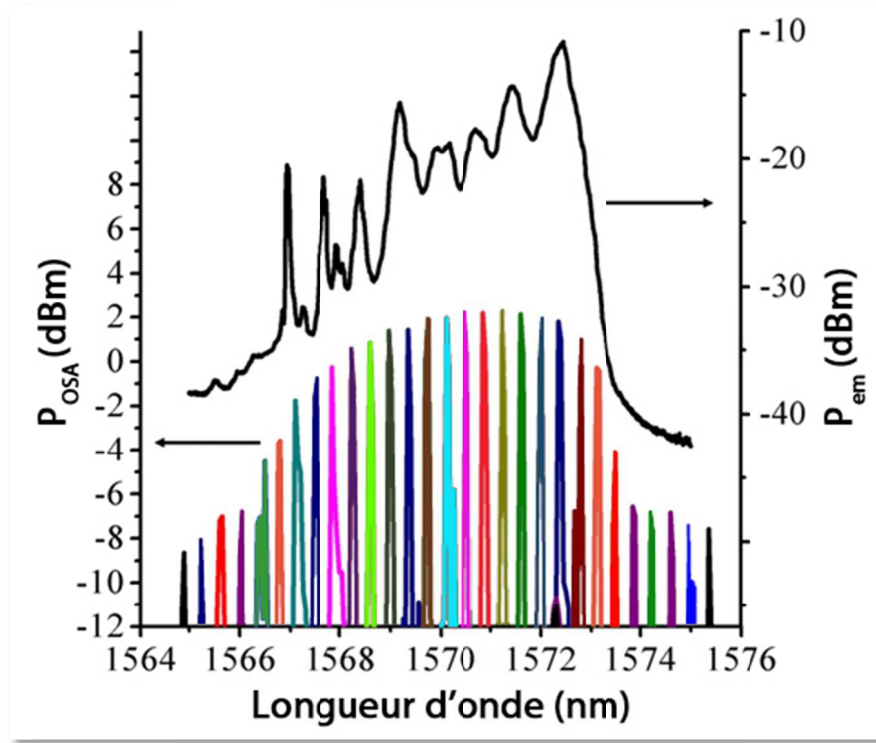


Figure 4.11 : Spectre émis du laser lorsque le courant du SOA est 75mA et les spectres superposés à cause du verrouillage du mode optique lorsque la puissance du laser maître injecté est de $P_{TL} = -5\text{dBm}$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

Tableau 9, l'ISL moyenne est de $0.75nm$. En utilisant l'équation (III.8), la longueur du SOA calculée est d'environ $469.5\mu m$ si l'indice de réfraction du SOA est de 3.5. Elle ressemble à la longueur physique du SOA. Un faisceau est injecté dans la cavité laser esclave, les longueurs d'onde injectées sont aux alentours des pics initiaux.

Figure 4.9 montre les réponses spectrales en injection optique. Après que le laser accordable est injecté. Si la longueur d'onde injectée est en dehors de la bande d'émission du laser, alors cette longueur d'onde n'est pas amplifiée, le spectre d'émission initiale du laser n'est pas annulé. C'est-à-dire qu'il reste quasiment toujours et le mode n'est pas du tout verrouillé par l'injection optique, voyez Figure 4.9 (a), (b), (g) et (h). Si le pic injecté est dans la bande d'émission du laser, l'émission du laser initiale s'arrête complètement et une amplification beaucoup plus élevée du faisceau injecté est observée, regardez Figure 4.9 (c), (d), (e) et (f). Si la puissance de la lumière injectée s'augmente, il ne reste qu'un mode pure, voyez Figure 4.10.

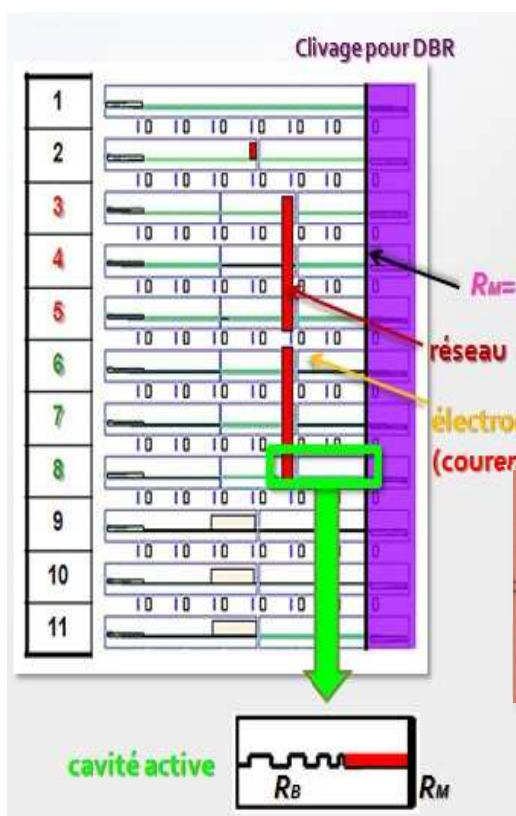
Une superposition de ces radiations amplifiées, correspondant à différentes longueurs d'onde du laser accordable, est affichée Figure 4.11. Comme il peut être inféré par cette figure, l'amplification du laser maître dépend de la longueur d'onde, étant plus élevée dans la bande correspondant à l'émission du laser initiale. Ce laser maître, en supprimant les modes d'émission du laser esclaves en dehors de sa bande d'accrochage, montre des spectres similaires au laser en mode de verrouillage présenté dans [38]. La différence est qu'ici, au lieu d'utiliser une modulation électrique, le verrouillage du mode est entièrement réalisé optiquement par le laser accordable.

IV.4 Laser de la cavité intégrée

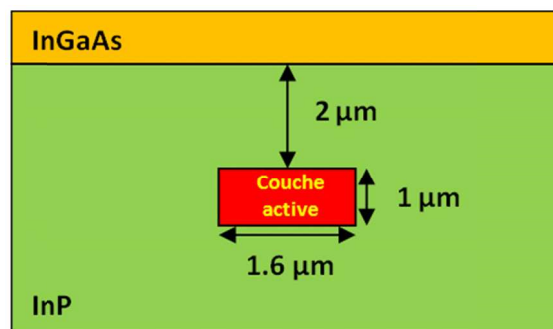
La cavité continuum peut être réalisée aussi par le réseau chirpé lithographié sur InP. La Figure 4.12 (a) montre une pièce de cellule fabriquée par le laboratoire III-V Alcatel-Thalès. Les réseaux sont gravés sur la partie rouge. Le guide est clivé pour obtenir un miroir avec une réflectivité de 30%. Donc, la cavité est formée entre les miroirs de Bragg chirpés et la facette clivée, qui est redessinée en bas de la Figure 4.12 (a). Au même temps, le profil du guide est montré Figure 4.12 (b). Le courant est injecté dans la cavité active par l'électrode. En utilisant la nouvelle technologie de lithographie, on voit que le

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés



(a)



(b)



(c)

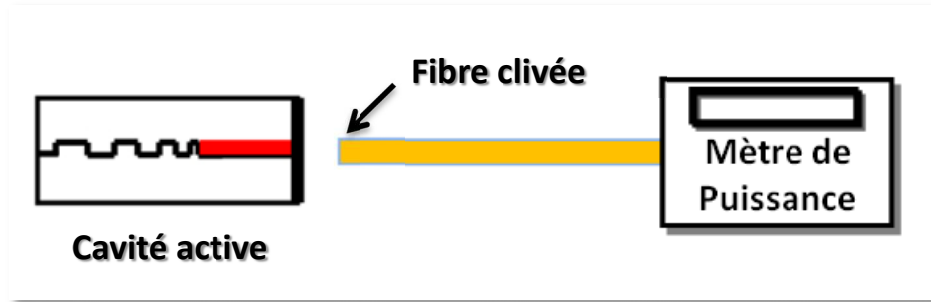


(d)

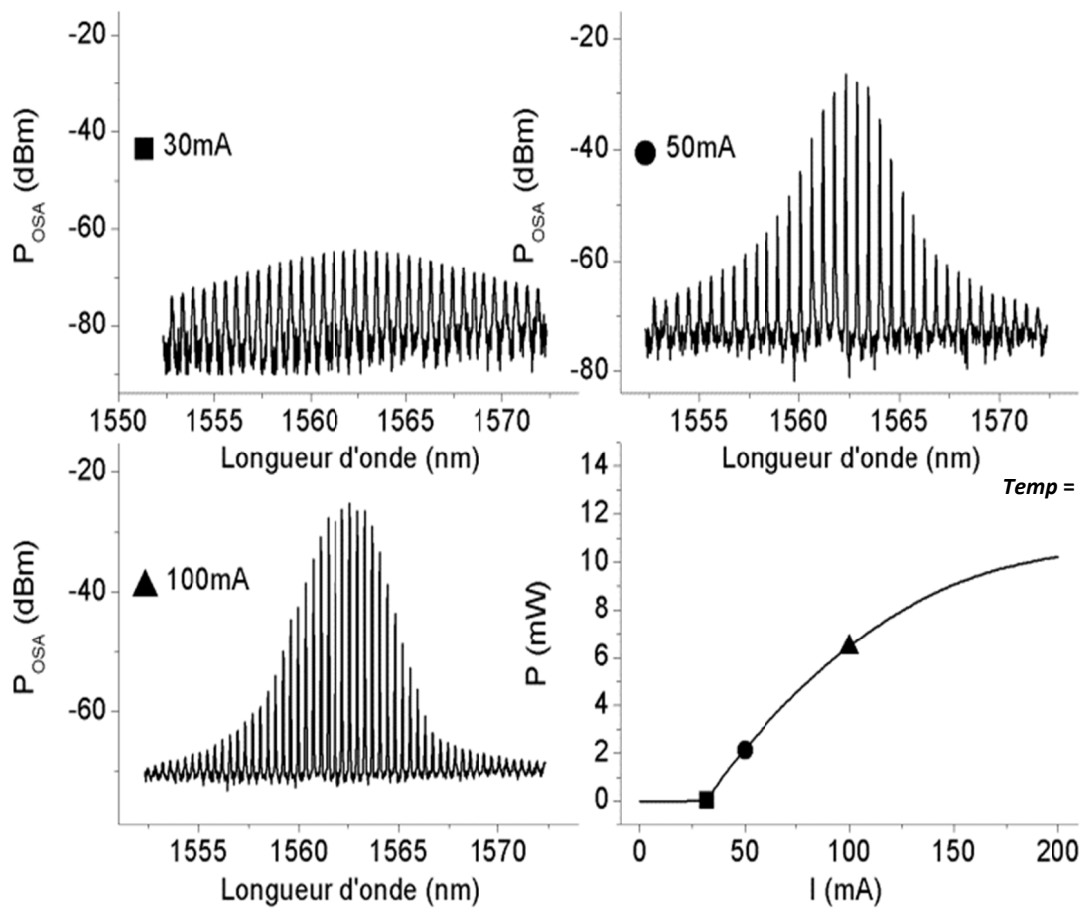
Figure 4.12 : (a) Disposition de cellule (b) Profile de puce (c) Photo prise à l'aide d'un microscope (d) Réseaux apodisés.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés



(a)

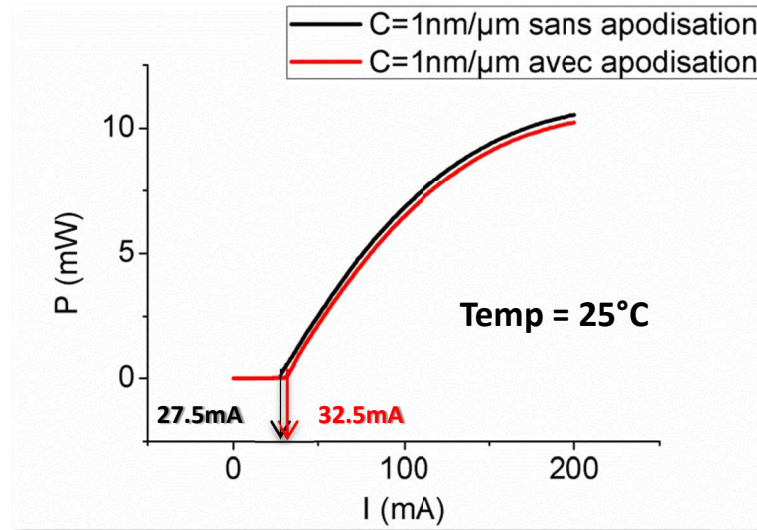


(b)

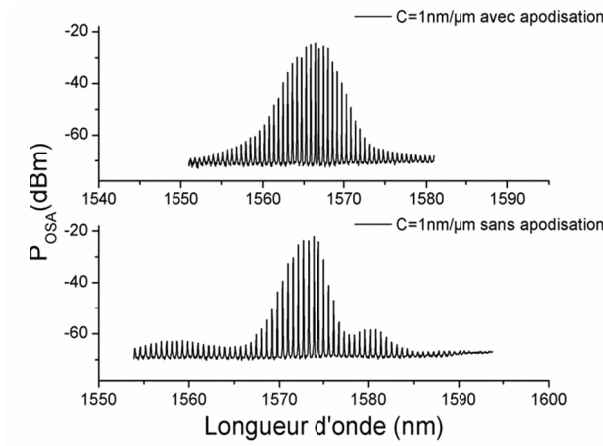
Figure 4.13 : Spectre: chip 62598, cellule F3, puce 4, réseau apodisé, $C = 1nm/\mu m$, $L_{cavité} = 0.5mm$ $Temp = 25^\circ C$ (a) Montage pour mesurer la courbe P-I et le spectre en utilisant un OSA. (b) La courbe P-I et les spectres correspondants au courant différent.

CHAPITRE IV

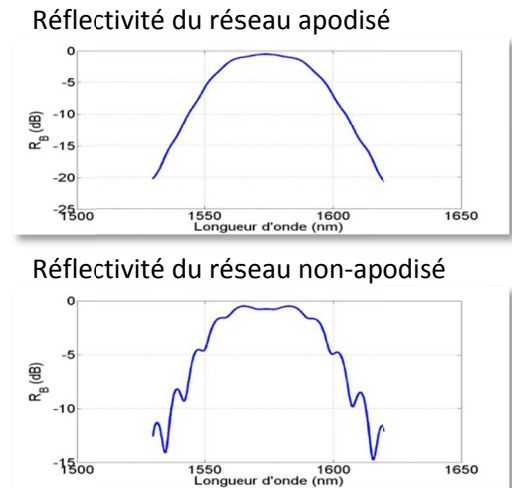
Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés



(a)



(b)



(c)

Figure 4.14 : Spectre: chip 62598, cellule F3, puce 4, réseau apodisé, $C = 1nm/\mu m$, $L_{cavité} = 0.5mm$ $Temp = 25^\circ C$ (a) P-I du laser dont le réseau (miroir de Bragg) de la cavité est non-apodisé et apodisé, respectivement (b) Les spectres du laser quand le réseau est apodisé (en haut) et apodisé (en bas) $I_{laser} = 100mA$, $Temp = 25^\circ C$ (c) Simulation de la réflectivité des miroirs de Bragg chirpés.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

réseau est le guide sont bien alignés l'un avec l'autre. Il y a donc moins de perte lorsque la lumière oscille dans la cavité. Et puis la technologie d'apodisation peut s'appliquer aussi à la fabrication du réseau gravé sur InP. Figure 4.12 (d) montre une méthode d'apodisation, la partie apodisée du réseau est de $20\mu m$ au total.

Les spectres de laser et la courbe P-I sont montrés dans la Figure 4.13 en mesurant une des cavités actives. Le chirp est de $1nm/\mu m$, et la longueur de la cavité est de $0.5mm$. Selon la condition d'oscillation continuum, montrée Figure 2.4, on voit que la longueur de la cavité n'est pas dans le cas continuum. Donc, le spectre de laser doit être multimode ; c'est ce qu'on vérifie expérimentalement. On observe que la bande de laser s'élargit avec l'augmentation du courant.

Figure 4.14 (a) montres les courbes P-I lorsque les réseaux sont non-apodisé (en noir) et apodisé (en rouge). Le courant de seuil est plus élevé pour le réseau apodisé que pour le réseau non-apodisé. Figure 4.14 (b) montre les spectres correspondants. L'enveloppe de spectre de laser représente la forme de la réflectivité du réseau, qui est simulée par Matlab dans la Figure 4.14 (c). On voit que les modes adjacents de la réflectivité ont disparu, l'enveloppe de laser devient plus propre à l'aide de l'apodisation.

IV.5 Laser monomode en blocage d'injection optique pour la cavité intégrée

Le Laser en mode verrouillé par injection optique peut être réalisé aussi pour la cavité intégrée. Figure 4.15 montre le montage de cette manipulation. La puissance injectée par le laser accordable est de $3dBm$ pour que le signal émis dans la cavité soit pure. L'atténuateur optique est de contrôler la puissance réelle injectée dans la cavité. Le contrôleur de polarisation est utilisé pour régler l'état de polarisation de la lumière. Celle-ci est injectée dans la cavité par le circulateur, et la lumière sortant de la cavité rentre de nouveau dans la fibre et est mesurée par le puissance-mètre et OSA après qu'elle a traversé l'isolateur. La longueur d'onde injectée est un des modes générés par le laser, $1563.725nm$. Figure 4.16 (a) montre le SMSR (Side-Mode Suppression Ratio) en fonction de la puissance injectée. La valeur SMSR devient de plus en plus élevée et effectif avec l'augmentation de la puissance injectée. Et la Figure 4.16 (b) montre les spectres correspondants, on observe que quand la puissance injectée est de $-3dBm$, le SMSR peut arriver déjà à $30dB$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

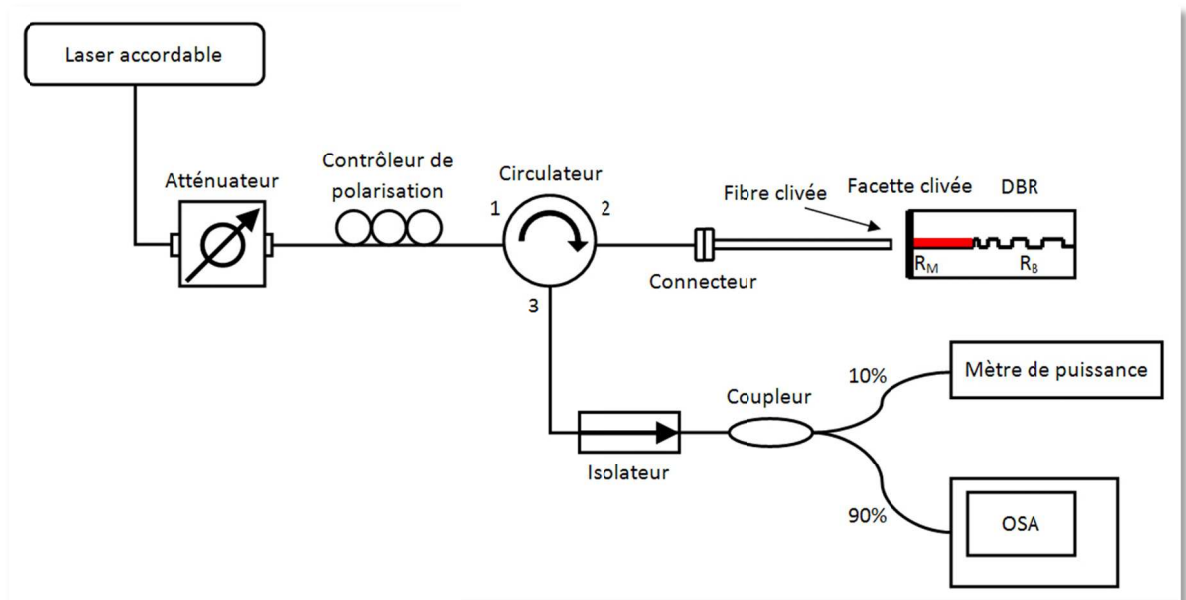
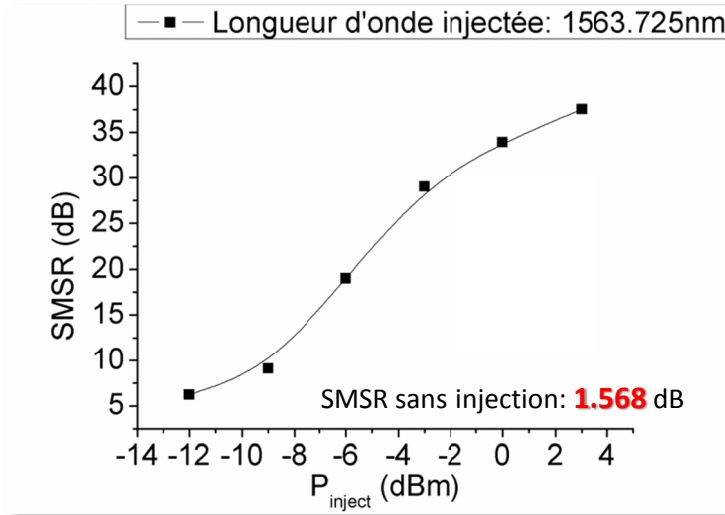


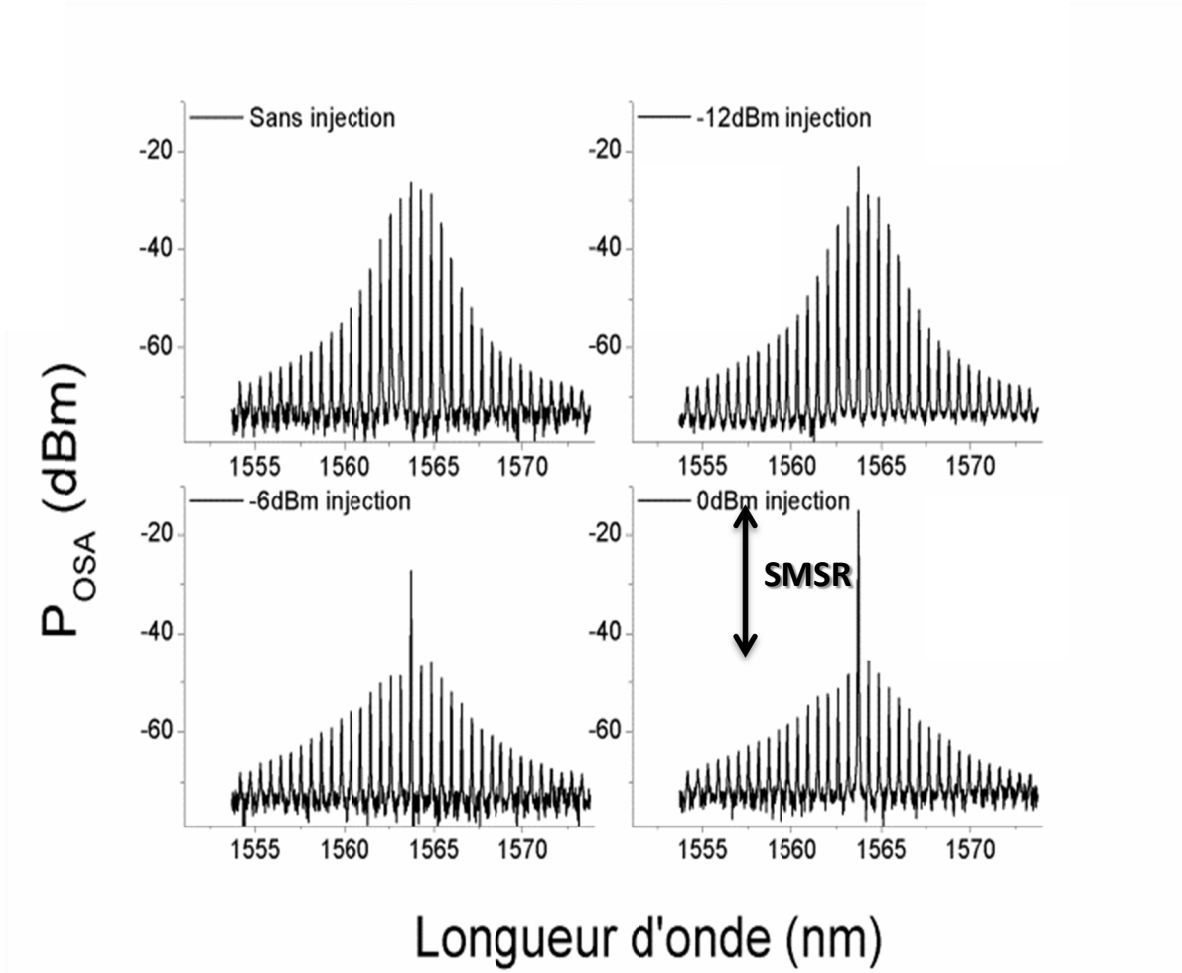
Figure 4.15 : Montage pour mesurer le laser monomode de la cavité intégrée en mode verrouillé par injection optique.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés



(a)

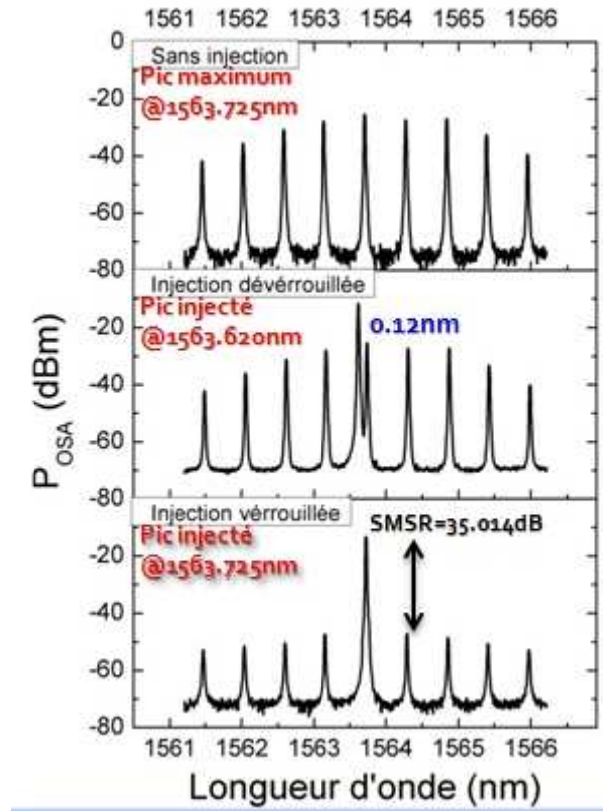


(b)

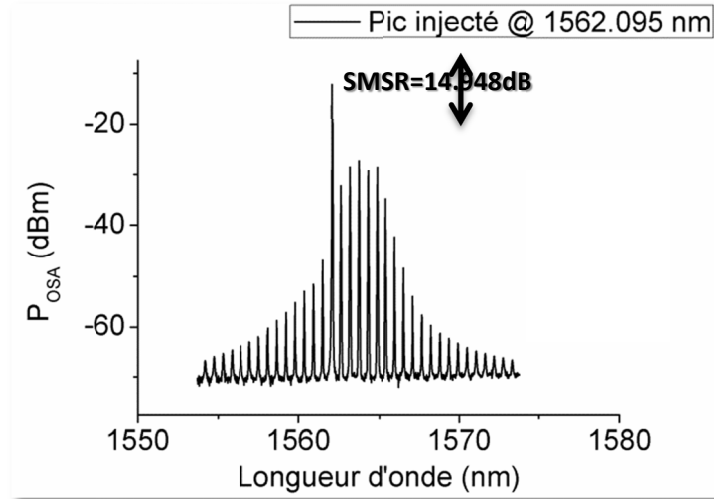
Figure 4.16 : (a) SMSR en fonction de puissance injectée (b) Spectres du laser en mode verrouillé lorsque la longueur d'onde injectée: $\lambda_{\text{inject}} = 1563.725\text{nm}$, $I_{\text{laser}} = 50\text{mA}$, $\text{Temp} = 25^\circ\text{C}$. $\text{ISL} = 0.565\text{nm}$.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés



(a)



(b)

Figure 4.17 : (a) Réalisation du verrouillage de mode, $P_{inject} = 0\text{dBm}$, $I_{laser} = 50\text{mA}$, $Temp = 25^\circ\text{C}$, le mode à verrouiller est de 1563.725nm (b) Verrouillage du mode (1562.095nm) loin du mode central (1563.725nm).

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

Figure 4.17 (a) montre le processus pour verrouiller le mode. Le mode à $1563.725nm$ est supposé être verrouillé par l'injection optique. On injecte tout d'abord une longueur d'onde à $1563.620nm$, dont la puissance est de $0dBm$. L'écart entre le mode injecté et le mode à verrouiller est de $0.12nm$. On observe que même si le désaccord est petit, le mode n'est pas du tout verrouillé. L'émission originale du laser n'est pas changé, c'est donc juste une superposition spectrale. Par contre, si la longueur d'onde injectée est augmentée à $1563.726nm$, il est plus lisible que ce mode est bien bloqué, les autres modes deviennent plus faibles, le SMSR devient donc plus élevé. Donc on a réussi à verrouiller un des modes F-P.

Si un des modes du laser à verrouiller est un peu plus loin du mode central, on voit Figure 4.17 (b) que SMSR devint moins élevé avec la même puissance injectée $0dBm$. C'est parce que le SMSR dépend aussi de la forme de gain et des miroirs de Bragg en plus de la puissance injectée. Donc, si le mode verrouillé est plus loin du centre, le SMSR est plus faible.

IV.6 Conclusion

Dans le cas de la cavité hybride, les résultats expérimentaux montrent qu'il est possible d'obtenir une émission du laser continuum ayant une large bande passante ($10nm$), en utilisant un SOA comme un milieu actif, placé entre deux réseaux de Bragg chirpés. Par ailleurs, un verrouillage du mode en tout-optique a été accompli par l'injection d'un laser maître dans la cavité, avec une efficacité accrue dans l'intervalle de la longueur d'onde correspondant à l'émission du laser initiale. Dans le cas de la cavité intégrée, quand la longueur de la cavité ne respecte pas la condition d'oscillation continuum, c'est un laser multimode. La forme de ce type de laser dépend de la bande de réflexion du réseau chirpé de Bragg, de la forme du gain dans la région active ainsi que du courant injecté. Et c'est évident qu'un des modes peut être bloqué par l'injection optique.

CHAPITRE IV

Emission du Laser réalisé par le SOA et les Réseaux de Bragg Chirpés

Conclusion générale

Un modèle numérique d'un filtre de bande passante en transmission utilisant le réseau chirpé et apodisé est proposé dans cette thèse. Dans le cas idéal, les caractéristiques du filtre sont présentées telles que la condition d'oscillation continuum, la réflectivité/transmission du réflecteur et une équation simple pour calculer la réjection optique.

De plus, certaines relations entre les paramètres d'entrée et de sortie sont données schématiquement. Avec des conditions restreintes, on a réussi la conception d'un filtre de transmission avec le sommet plat, le bord abrupt, la forte réjection optique. La largeur de la bande passante peut varier linéairement pour contrôler la largeur à mi-hauteur avec la fonction d'apodisation. Certainement, on peut aussi étendre la largeur de la bande passante en faisant varier C ou/et L .

En fait, dans notre structure, une cavité résonante avec une réflectivité symétrique moins élevée comme $R_B = 0.99$ même $R_B = 0.9$ (les réjections optiques sont respectivement de $20dB$ ou $10dB$), est déjà plus efficace. C'est parce que les longueurs d'onde en dehors du Bragg sont bien filtrées par le miroir. En outre, le coefficient de couplage κ est proportionnellement plus faible, donc c'est plus facile dans la fabrication du réseau avec la technologie actuelle.

On a fait aussi des manipulations expérimentales en appliquant le réseau de Bragg à fibre pour que ce type de filtre soit réalisé. Vu que la longueur de la cavité continuum a besoin d'une haute précision, c'est difficile de construire une cavité continuum par le réseau de Bragg à fibre. Ceux réalisés sur InP ne présentent pas de propriétés particulières.

En ce qui concerne le laser formé par un SOA et deux LCFBG, c'est une nouvelle conception simple. Comme on connaît bien le principe du laser à semi-conducteur, s'il génère une émission de lumière, il a besoin de deux conditions : une cavité résonante qui

Conclusion générale

assure la contre réaction optique, un milieu à gain dans la cavité où l'inversion de population est réalisée. Le SOA est regardé comme le milieu à gain, les réseaux de Bragg sont les miroirs qui reflètent la lumière dans une certaine bande. Les conditions laser sont donc rassemblées.

Pour améliorer les performances de ce laser, il faut que la forme du gain du SOA soit la plus plate possible et la longueur d'onde se trouvant au gain maximum doit correspondre avec la longueur d'onde centrale dans la bande de réflexion du réseau. Ainsi, la bande de laser s'étendra et il y aura plus de modes de laser qui seront verrouillés par l'injection optique. Quoi qu'il en soit, cette technologie est intéressante et utilisable dans le domaine des systèmes de WDM.

Bibliographies

- [1] Hill, K.O., Fujii, Y., Johnson, D. C., Kawasaki, B. S. (1978) "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection fiber fabrication", Appl. Phys. Lett. 32 (10): 647.
- [2] Meltz, G., et al., (1989) "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", Opt. Lett. 14 (15): 823.
- [3] Bashir Ahmed Tahir, Jalil Ali, Rosly Abdul Rahman, "Fabrication of fiber grating by phase mask and its sensing application", Journal of optoelectronics and advanced materials Vol. 8, No. 4, August 2006, p. 1604 – 1609.
- [4] P. Ferraro, G. De Natale (2002). "On the possible use of optical fiber Bragg gratings as strain sensors for geodynamical monitoring". Optics and Lasers in Engineering 37 (2-3): 115–130.
- [5] Varasi Mauro et al., "Integrated optical instrumentation for the diagnostics of parts by embedded or surface attached optical sensors", issued Feb. 20, 1996.
- [6] J.R. Dunphy et al., "Embedded optical sensor capable of strain and temperature measurement using a single diffraction grating", issued March 21, 1995.
- [7] A. W. Snyder and J. D. Love, "Optical waveguide theory", (Chapman and Hall, London), 1983, pp542.
- [8] T. Erdogan, "Fibre grating spectra", Journal of Lightwave Technology, vol.15, no.8, 1997, pp. 1277-1294.
- [9] D. M. Etter, "Engineering problem solving with MATLAB", (Prentice Hall), 1993.
- [10] V. Loan and F. Charles, "Introduction to scientific computing: a matrix-vector approach using MATLAB", (Prentice Hall), 1999.
- [11] J. E. Sipe, L. Poladian, and C. M. de Sterke, "Propagation through nonuniform grating structures", Journal of the Optical Society of America A, vol.11, 1994, pp. 1307-1320.
- [12] C. S. Hong, J. B. Shellan, A. C. Livanos, A. Yariv, and A. Katzir, "Broad-band grating filters for thin-film optical waveguides", Appl. Phys. Lett. 31, 276 (1977).

Bibliographies

- [13] T. Fukuzawa and M. Nakamura, "Mode coupling in thin-film chirped gratings", *Opt. Lett.* 4, 343 (1979).
- [14] A. C. Livanos, A. Katzir, A. Yariv, and C. S. Hong, "Chirped-grating demultiplexers in dielectric waveguides", *Appl. Phys. Lett.* 30, 519 (1977).
- [15] J. B. Shellan, C. S. Hong and A. Yariv, "Theory of chirped gratings in broad band filters", *Opt. Commun.* 23, 398 (1977).
- [16] P. G. Verly, J. A. Dobrowolski, W. J. Wild, and R. L. Burton, "Synthesis of high rejection filters with the Fourier transform method", *Appl. Opt.* 28, 2864-2875 (1989).
- [17] J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, "On the synthesis of fiber Bragg grating by layer peeling", *IEEE J. Quantum Electron*, 37, pp. 165-173 (2001).
- [18] J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, "Synthesis of thick optical thin-film filters with a layer-peeling inverse-scattering algorithm", *Appl. Opt.* 40, 2183-9 (2001).
- [19] Xavier Chapeleau, Dominique Leduc, Cyril Lupi, Francisco López-Gejo, Marc Douay, Roger Le Ny, and Christian Boisrobert, "Local characterization of fiber-Bragg gratings through combined use of low-coherence interferometry and a layer-peeling algorithm", *Appl. Opt.* 45, 728-735 (2006).
- [20] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman & Hall, 1983).
- [21] H. Kogelnik, "Filter response of nonuniform almost-periodic structures", *Bell Sys. Tech. J.* 55, 109-126 (1976).
- [22] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (New York: Academic, 1991).
- [23] L. Poladian, "Resonance Mode Expansions and Exact Solutions for Nonuniform Gratings", *Phys. Rev. E* 54, 2963-2975 (1996).
- [24] Raman Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, 2009).
- [25] L. A. Weller-Brophy and D. G. Hall, "Analysis of waveguide gratings: application of Rouard's method", *J. Opt. Soc. Am. A*, 2, pp. 863-871 (1985).
- [26] Edmon Chehura, Stephen W. James, and Ralph P. Tatam., "Rouard's method as a modelling tool for the sensing characteristics of complex fibre Fabry-Perot interferometers formed between chirped fibre Bragg gratings", *Proceedings of SPIE*, Vol. 5855, 338 (2005).
- [27] L. A. Weller-Brophy and D. G. Hall, "Analysis of waveguide gratings: a comparison of the results of Rouard's method and coupled-mode theory", *J. Opt. Soc. Am. A* 4, 60-65 (1987)

Bibliographies

- [28] Christopher W. Smelser, Stephen J. Mihailov, and Dan Grobnic, "Rouard's method modeling of type I-IR fiber Bragg gratings made using an ultrafast IR laser and a phase mask", *J. Opt. Soc. Am. B* 23, 2011-2017 (2006)
- [29] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical recipes in C - the art of scientific computing*, (Cambridge University Press), 1988, pp. 707-753.
- [30] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *Bell System Technical Journal*, vol.48, no.9, 1969, pp. 2909-2949.
- [31] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguide via a fundamental matrix approach", *Applied Optics*, v.26, no.16, 1987, pp. 3474-3478.
- [32] A. W. Crook, "The reflection and transmission of light by any system of parallel isotropic films," *J. Opt. Soc. Am.* 38, 954 (1948).
- [33] O. S. Heavens, *Optical Properties of Thin Solid Films* (Butterworths London, 1955), pp. 63-66.
- [34] M. P. Rouard, "Etudes des propriétés optiques des lames métalliques très minces," *Ann. Phys. II* 7, 20 (1937).
- [35] A. Vasicek, "The reflection of light from glass with double and multiple films," *J. Opt. Soc. Am.* 37, 623 (1947).
- [36] W. L. Wilcock, "On a paper by Vasicek concerning reflection from multilayer films," *J. Opt. Soc. Am.* 39, 889 (1949).
- [37] Jens Buus, *Single Frequency Semiconductor Lasers* (Publication of SPIE, 1991), pp. 25-27.
- [38] Aurélien Bergonzo, Estelle Gohin, Jean Landreau, Olivier Durand, Romain Brenot, Guang-Hua Duan, Senior Member, IEEE, and Joel Jacquet "Tuning Range Extension by Active Mode-Locking of External Cavity Laser Including a Linearly Chirped Fiber Bragg Grating", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, n°5, P 1118, September/October (2003).
- [39] Wu, X., Jacquet, J., Duan, G., "Steep and flat bandpass filter using linearly chirped and apodized fiber Bragg grating," *Proceedings of SPIE* Vol. 7598, 75981Y (2010).
- [40] Wu, X., Jacquet, J., Duan, G., "Simulation analysis of a novel bandpass fiber filter," *Proceedings of SPIE* Vol. 7717, 771715 (2010).
- [41] François Bondu and Olivier Debieu, "Accurate measurement method of Fabry-Perot cavity parameters via optical transfer function," *Appl. Opt.* 46, 2611-2614 (2007).

Bibliographies

- [42] Sigg, J. "Effects of optical feedback on the light-current characteristics of semiconductor lasers", *Quantum Electronics, IEEE Journal*, vol.29, issue 5, pp 1262–1270 (1993).
- [43] A. Othonos, "Fibre Bragg gratings", *Review of Scientific Instruments*, vol.68, no.12, 1997, pp. 4309-4341.
- [44] C. Martinez, P. Jougla, S. Magne, and P. Ferdinand, "Phase plate process for advanced fibre Bragg gratings devices manufacturing", *IEICE Transactions on Electronics*, vol. E83-C, no.3, 2000, pp. 435-439.
- [45] V. Tzolov, D. Feng, S. Tanev, and Z. Jakubczyk, "Modeling tools for integrated and fiber optical devices", *Integrated Optics Devices III, Photonics West 99*, San Jose, CA, 1999, pp. 23-29.
- [46] D. Pastor, J. Capmany, D. Ortega, V. Tatay, J. Marti, "Design of Apodized Linearly Chirped Fiber Gratings for Dispersion Compensation", *Journal Of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 11, 2581-2587 (1996).
- [47] Y. Sun, C. Yun, J. Lin, Y. Qian, B. Bai, Y. Yang and W. Qiu, "Study on the apodized function of chirped fibre grating for dispersion compensation", *Journal of Optoelectronics Laser*, vol.10, no.3, 228-231 (1999).
- [48] K. Ennser, M. N. Zervas, and R. I. Laming, "Optimization of apodized linearly chirped fiber gratings for optical communications", *IEEE J. Quantum Electron*, 34, pp 770-778 (1998).
- [49] Shin-ichi Wakabayashi, Asako Baba, Akihiro Itou, and Jingo Adachi, "Design and fabrication of an apodization profile in linearly chirped fiber Bragg gratings for wideband > 35 nm and compact tunable dispersion compensator", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 25, Issue 2, pp. 210-217 (2008).
- [50] D. Yu. Stepanov, J. Canning, and L. Poladian, "Apodized Distributed-Feedback Fiber Laser", *Optical Fiber Technology*, 5, 209-214 (1999).
- [51] <http://accuratus.com/fused.html>
- [52] T Toyoda and M Yabe, "The temperature dependence of the refractive indices of fused silica and crystal quartz", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 16 L97 (1983).
- [53] T. S. Priest, K. T. Jones, G. B. Scelsi, and G. A. Woolsey, "Thermal Coefficients of Refractive Index and Expansion in Optical Fibre Sensing", *Optical Fiber Sensors, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1997)*, paper OWC41.

Bibliographies

[54] Meeting with Alcatel Thales III-V Lab. in 29 June 2010.

[55] ATIEH, A.K., "Flat Continuum Generation in the L-band Wavelength Range Using Passive Mode-Locked Figure-Eight Fiber Laser", *Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals, and Applications*, 2000, pp. 237-239.

[56] OKAMOTO, A., HORI, T., NISHIZAWA, N., MORI, M., GOTO, R., and GOTO, T., "Coherence Characteristics of Super Continuum Generated with Ultrashort Pulse Fiber Laser and Highly Nonlinear Fiber", *CLEO/Pacific Rim 2005*, pp. 1363-1364

Curriculum Vitae

Xunqi WU

Tél : 06 10 18 24 12

Courriel : Xunqi.WU@Yahoo.Fr

Né le 04 Janvier 1982, Chine

INGENIEUR ET DOCTEUR OPTIQUE/PHOTONIQUE/TELECOM

Expériences Professionnelles

- 03/2008~08/2008 SUPÉLEC & Alcatel Thales III-V Lab, France**
Stage recherche : Simulation Matlab, mesures, et analyse d'un amplificateur optique résonant (SOA) pour les télécommunications rapides (DWDM). Utilisation d'un miroir externe à réseaux de Bragg chirpés.
- 06/2007~09/2007 THOMSON, France**
Stage technique : Optimisation logiciel en C++ sur un capteur pour l'audiovisuel. Amélioration de la qualité des mesures de couleur et des temps d'acquisition.
- 11/2005~02/2006 RAESystems, Chine**
Stage de licence : Test et analyse optiques des gaz miniers explosifs, au sein d'une équipe de recherche sur un capteur infrarouge de méthane.

Éductions et Formations

- 2011 SUPÉLEC, France**
Doctorat Supélec de Physique en Télécommunication Optique – Sujet : « *Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers* ».
Projet « Continuum » d'ANR, partenariat avec Alcatel Thales III-V lab.
- 2008 SUPÉLEC, France**
Diplôme d'Ingénieur de Supélec – Sciences de l'information et de l'énergie – Spécialité de Systèmes Photoniques et de Communication
Master Recherche – Spécialité de Plasmas, Optique, optoÉlectronique et Micro-nanosystèmes

Compétences

Langues

Chinois : Langue maternelle (mandarin, dialecte de Shanghai)

Français : Courant

Anglais : Courant

Espagnol : Débutant

Logiciels

Scientifique : Matlab, Scilab, OriginLab, C++, LabView, Optiwave, Zemax, Ansys, Linux, Microsoft.

Audiovisuel : AutoCAD, SolidWorks, Pro/Engineer, 3Ds MAX, Photoshop CS, Lightroom, Muse.

Centres d'intérêt

Loisirs : Photographie, Dessin, Saxophone Alto, Natation, Escrime fleuret.

Culture : Histoire, Collection de timbre-poste, Cuisine (chinoise, française).

Publications et communications

- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Design and characterization of a semiconductor laser with the chirped Bragg mirrors for so-called continuum emission”, oral presentation direct for 15 minutes in 20 March 2009, JDD 2008 - 2009, Metz, France.
- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Design rules of a continuum laser with external fiber Bragg grating reflectors”, oral presentation by poster in 24 March 2009, COST Training School in Metz, France, 23 - 25 March 2009.
- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Pass-Band Filter Based on Continuum Cavity Design”, oral presentation direct for 20 minutes in 6 July 2009, ITSS in Rome, Italy, 4 - 10 July 2009.
- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Steep and flat bandpass filter using linearly chirped and apodized fiber Bragg gratings”, SPIE paper number 7598-70, oral presentation in 27 January 2010, Conferences SPIE - OPTO Photonics West in San Francisco, California, USA, 23 - 28 January 2010.
- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Simulation analysis of a novel fiber filter”, SPIE paper number 7717-40, oral presentation in 13 April 2010, Conferences SPIE – Photonics Europe in Brussels, Belgium, 12 - 16 April 2010
- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Continuum filter using chirped Bragg grating”, oral presentation direct for 35 minutes in 28 April 2010, JDD 2009 - 2010, Metz, France.
- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Simulation analysis of a novel fiber filter”, oral presentation by poster 16 - 21 Mai 2010, Doctoriales de Lorraine 2010 in Ventron, France, 16 - 21 Mai 2010.
- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Simulation analysis of a novel fiber filter”, oral presentation by poster in 10 Juin 2010, Séminaire 2010 de l'école doctorale EMMA in Nancy, France, 10 Juin 2010.

Publications et communications

- Xunqi WU, Joël JACQUET, Guanghua DUAN, “Passband filter based on continuum cavity using chirped Bragg grating”, oral presentation for 15 minutes and poster in 07 July 2010, ITSS in Metz, France, 3 - 10 July 2010.
- A. IORDACHESCU, X. WU, J. JACQUET, "Synthesis of Negative Group Time Delay Bragg Gratings for Continuum Generation". In Proceedings of NUSOD 2011, 11th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices 5-8 September 2011, Rome (Italy), 2011.
- X. WU, A. IORDACHESCU, J. JACQUET, "Broad-band laser emission and optical mode-locking of a Fabry-Perot laser formed between two linearly chirped fiber Bragg gratings ". In Proceedings of SPIE : Optical Components and Materials IX, Shibin Jiang, Michel J. F. Digonnet, J. Christopher Dries, 8257:20, San Francisco, CA (USA), to appear (SPIE Photonics West), 2012.